PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 13/14. 15. Juli 1915. Redaktionsschluß für No. 15 am 31. Juli 1915. 16. Jahrgang.

INHALT:

Zu Elsters und Geitels 60. Geburtstage. S. 241.

Originalmitteilungen:

C. Mainka, Über die Realität von Einsätzen in einem Seismogramm. S. 241.

J. Bender, Über die kritische Temperatur des Quecksilbers. S. 246.

R. Gans u. A. P. Miguez, Ein thermodynamischer Integrator. S. 247.

M. Born, Über die natürliche optische Aktivität von Flüssigkeiten und Gasen. S. 251.

B. Winawer u. St. Sachs, Energiemessungen an Röntgenstrahlen. S. 258.

H. Rausch v. Traubenberg, Über einen möglichen Zusammenhang zwischen den α-Strahlengeschwindigkeiten und der Quantenhypothese. S. 264.

G. Leimbach, Bemerkung zu der Entgegnung des Herrn Burstyn. S. 265.

Besprechungen:

F. Auerbach, Die Physik im Kriege. S. 266.

J. Stark, Prinzipien der Atomdynamik. III. S. 266.

H. Bleicher, Statistik. I. S. 267.

Universidad Nacional de La Plata, Facultad de ciencias físicas, matemáticas y astronómicas. Memoria correspondiente à 1913. S. 267.

Heinrich Danneel, Elektrochemie. II. S. 267.

H. Brunswig, Die Explosivstoffe S. 267.

O. Prehlinger, Die Photographie, ihre wissenschaftlichen Grundlagen, und ihre Anwendung. S. 267.

M. Le Blanc, Lehrbuch der Elektrochemie. S. 267.

A. Schlein, (Jelineks) Anleitung zur Ausführung und Verwertung meteorologischer Beobachtungen. S. 268.

Wi. Ostwald, Moderne Naturphilosophie. I. S. 268.

Berichtigung zu der Übersicht über die Kriegsbeteiligung der Deutschen Physiker. S. 268.

Personalien. S. 268.

Angebote. S. 268.

Zu Elsters und Geitels 60. Geburtstage.

Am 24. Dezember des verflossenen Jahres hat Julius Elster sein 60. Lebensjahr vollendet, am 16. Juli dieses Jahres Hans Geitel. Ihre Freundschaft, aus der Schulzeit stammend und durch die Studienzeit hindurch fürs Leben fortgesetzt, ist auch in gemeinsamen wissenschaftlichen Arbeiten zum Ausdruck gekommen. Seit ihrer Anstellung am herzoglichen Gymnasium zu Wolfenbüttel haben sie sich in unermüdlicher erfolgreicher Arbeit das wissenschaftliche Ansehen erworben, das ihre Namen in der ganzen physikalischen Welt bekannt und geachtet gemacht hat. In welchem Maße dies der Fall ist, dafür gibt die ihnen zum Geburtstage überreichte Festschrift, die jetzt als stattlicher Band vorliegt, vielleicht nicht einmal den richtigen Maßstab, weil der Krieg manchen verhindert hat, seinen Beitrag zu liefern.

In der Physik sind „Elster und Geitel" eigentlich ein Begriff geworden, weil alle ihre wissenschaftlichen Arbeiten, bis auf ganz wenige durch äußere Umstände hervorgerufene Ausnahmen, in gemeinsamem Wirken entstanden sind und unter beiden Namen veröffentlicht wurden. Daß es aber im Leben sowohl einen Elster wie einen Geitel gibt, jeden einzeln, und nicht nur den physikalischen Begriff „Elster und Geitel", darüber wird sich jeder freuen, der Gelegenheit gehabt hat, ihnen persönlich näher zu treten.

Mögen die beiden Freunde in ihrem schönen Wolfenbütteler Heim noch manches Jahr gemeinsamer Forschertätigkeit in Gesundheit verbringen; das wünschen wir ihnen, ihren Freunden und der Wissenschaft!

F. Harms.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Realität von Einsätzen in einem Seismogramm.

Von C. Mainka.

Innerhalb der den einleitenden Teil eines Seismogrammes bildenden Vorläuferbewegungen treten bekanntlich mehr oder weniger deutlich erkennbare Einsätze auf. Eine Reihe von Untersuchungen sind zur Klarstellung der Natur dieser Einsätze unternommen und in graphischer Darstellungsweise die Beziehung zwischen der Epizentralentfernung[1]) Δ und der Differenz $T_0 - i_x$, T_0 die Zeit des Eintretens des Bebens im Epizentrum, i_x die Zeit des Einsatzes im Seismogramm, festgestellt worden. So ergeben sich die „Laufzeitkurven" für irgend einen Ein-

1) Im größten Kreis gemessen.

satz i_x; die bekanntesten sind die für die ersten und zweiten Vorläufer, Longitudinal- bzw. Transversalwellen. Andere Einsätze werden u. a. Reflexionen der Erdbebenwellen an der Erdkruste zugewiesen.

Nicht immer treten die Einsätze deutlich hervor. Daher kommt es, daß der Seismik Fernerstehende nicht selten Zweifel über die Realität der Einsätze äußern.

Auch ist folgendes noch u. a. zu bemerken: Der Gebrauch einer vorhandenen, wenn auch nur als „Arbeitskurve" dienenden Laufzeitkurve beim Festlegen eines Einsatzes, schließt in sich die Gefahr einer Beeinflussung; der Einsatz kann sich oft innerhalb einer Reihe aufeinanderfolgender einsatzähnlicher Zeichen befinden und soll mit Sekundengenauigkeit festgelegt werden. Die Kurven, gleichviel welcher Bauart und Registrierung die Seismometer sind, in deren Verlauf Einsätze mit auffallender Bestimmtheit auftreten, sind als gütige Geschenke der Natur zu betrachten.

Werden Seismographen gleicher Bauart und in gleicher Wirkungsrichtung — so daß z. B. beide die Nord-Süd-Komponente der Bodenbewegung aufzeichnen — gleich aussehende Kurven liefern? Wie verhalten sich Seismometer verschiedener Bauart und in gleicher Wirkungsrichtung aufgestellt? Ergeben sich in dem ersten oder in dem zweiten Fall, oder am besten in beiden, dieselben Kurvenbilder, so kann diesen Einsätzen doch wohl nicht jede Berechtigung einer Realität abgesprochen werden.

Die Erfahrungen, die ich in beiden Fällen gesammelt, drängen zur Annahme einer Realität der Einsätze: sie sind nicht willkürliche, etwa nur vom Instrument abhängige Zeichen[1]).

Solche Vergleichungen werden erleichtert, wenn die Eigenperioden und Vergrößerungen der Apparate nicht zu stark voneinander abweichen; das Vorhandensein einer mittleren Dämpfung ist vorausgesetzt. Die Seismologen sind auch darauf aufmerksam geworden, daß Diagramme von Beben der gleichen Gegend gleiches Aussehen haben oder wenigstens sich nicht wesentlich voneinander unterscheiden. Diese Erfahrungstatsache kann auch als ein Hinweis dafür angesehen werden, daß die Einsatzzeichen wirklichen Bodenbewegungen zukommen.

Auch liefern, wie ich gesehen, Diagramme, die von Beben der gleichen Entfernung herrühren, aber nicht zum gleichen Epizentrum gehören, meist die gleichen Zeiten für die fraglichen Einsätze.

Es erschien mir nicht überflüssig, über die Realität der Einsätze und schließlich der Laufzeitkurven eine Untersuchung anzustellen, die ich in den Beiträgen zur Geophysik 1915, Bd. XIV, Heft 1 unter: „Über Zeitdifferenzen auffallender Einsätze in einem Seismogramm gegen den ersten", veröffentlicht habe.

Nur sehr selten ist T_0 aus direkten Beobachtungen bekannt, meist wird die Epizentralzeit an der Hand von Laufzeitkurven und geeignet gelegener Stationen berechnet, ähnlich wie es auch sehr oft mit der Bestimmung des Epizentrums, also der Größe Δ geschieht. Diese Methode konnte hier nicht in Frage kommen; es konnte sich hier nur um die direkten Bestimmungen der Lage des Epizentrums handeln.

Es wurden nur diejenigen gut lesbaren Registrierungen des mir zur Verfügung stehenden, sich auf einen Zeitraum von über 10 Jahren erstreckenden Beobachtungsmateriales der hiesigen Erdbebenwarte benutzt, für die das Epizentrum sich aus den Beobachtungen an Ort und Stelle möglichst sicher bestimmen ließ. Es ergaben sich nur 120 Seismogramme.

An Stelle von T_0 benutzte ich die Zeit des ersten sichtbaren Einsatzes $= i_0$, so daß ich schließlich aus i_x und i_0 die Differenzen $i_x - i_0$ und Δ, erstere in Sekunden, letztere in Kilometern zur Verfügung hatte. Jede Differenz bestand aus 2 Einzelablesungen; die Zahl der abgelesenen Einsätze belief sich auf über 1000.

Eine auffallende Änderung der Amplitude oder der Periode oder beider zugleich wurde als Merkmal eines Einsatzes angesehen. Laufzeitkurven, Anhaltspunkte über die Lage des Epizentrums und somit Kenntnis der Größe Δ wurden beim Lesen der Seismogramme gänzlich vermieden.

Nach Verlauf einiger Zeit wurden die Ablesungen, in gleicher Weise, natürlich ohne Benutzung der ersten, wiederholt. Die auffallenderen Einsätze wurden mit einer Abweichung von 1 bis 3 sec wiedergefunden. Einige Einsätze wurden nicht wieder- andere dagegen neu erhalten; sie traten eben weniger hervor. Bei Benutzung einer Arbeitslaufzeitkurve wäre das natürlich nicht geschehen. Auch die Komponenten wurden getrennt gelesen.

Wird mit n die Anzahl der Seismogramme, mit Δ, wie oben die Entfernung; Straßburg-

1) In der Zeitschrift „Himmel und Erde", Bd. 24, Leipzig, Teubner in dem Aufsatz: „Erdbebeninstrumente und deren Aufzeichnungen", habe ich Seismogramme (Vorläuferbewegungen) vom gleichen Beben, vom bifilaren Kegelpendel (vgl. diese Zeitschrift **13**, 1206, 1912) und vom astatischen Pendelseismometer **3**, 238, 1902; **4**, 821, 1903 wiedergegeben. In den Mitteilungen der Hohenheimer Erdbebenwarte für 1914, hersg. von K. Mack, habe ich in: „Umänderungen am bifil. Kegelp." zwei Seismogramme desselben Bebens von zwei bifil. Kp. aufgezeichnet, veröffentlicht. Beide bestätigen das oben Gesagte.

Epizentrum, in Megametern bezeichnet, so erklärt sich Tabelle 1 von selbst.

Tabelle 1.

$\frac{\Delta}{M}$	n	$\frac{\Delta}{M}$	n	$\frac{\Delta}{M}$	n
0,5—1,0	15	5,5— 6,0	3	10,5—11,0	3
1,0—1,5	15	6,0— 6,5	2	11,0—11,5	5
1,5—2,0	18	7,0— 7,5	1	11,5—12,0	2
2,0—2,5	2	7,5— 8,0	1	12,0—12,5	1
2,5—3,0	6	8,0— 8,5	4	13,0—13,5	1
3,5—4,0	1	8,5— 9,0	1	14,0—14,5	1
4,5—5,0	4	9,0— 9,5	12	16,0—16,5	1
5,0—5,5	6	9,5—10,0	7	16,5—17,0	4
		10,0—10,5	4		

Nicht alle Entfernungsintervalle sind mit gleich viel Beobachtungen besetzt, das hängt mit der Lage der Epizentra bezüglich Straßburg zusammen.

Die in ein rechtwinkliges Koordinatennetz eingetragenen, den i_x—i_0 Differenzen entsprechenden Punkte P_x ließen Züge erkennen, längs deren die P_x sich dichter scharten, so daß eine Anregung zum Ziehen einzelner Kurvenstrecken gegeben war. Es zeigte sich also doch kein regelloses Durcheinander der Punkte, wenn auch an einzelnen Stellen die Punktfolgen einander sehr nahe kamen und die Darstellung der Kurvenzüge nicht erleichterten. Bei der zweiten Lesung waren die in den einleitenden Wellen eines jeden Seismogrammes besonders auffallenden[1]) Einsätze i_x bezeichnet worden. Die in der Punktkarte entsprechenden Punkte P_x ließen sich leicht durch einen glatten Kurvenzug verbinden, in der Tabelle 2 mit 3, mit 12 in Tabelle 4 bezeichnet.

Bekanntlich entsprechen diese auffallenden Einsätze i_x dem Eintreffen der transversalen Wellen.

Die Verteilung der Werte i_x (vgl. a. a. O.) auf die einzelnen Gebiete der i_x—i_0-Kurve ist nicht sehr gleichmäßig; das gilt auch für die anderen i_x—i_0-Kurven. Dieses rührt daher, daß nicht in jedem Seismogramm die gleichen entsprechenden Einsätze gefunden werden. Die einzelnen Bereiche solcher i_x—i_0-Kurven haben also verschiedene Gewichte[2]). Aus Mangel an geeigneten Beobachtungen wurde u. a. von einem Überbrücken der Lücke in der i_s—i_0-Kurve $\Delta = 2700$ km bis $\Delta = 4800$ km abgesehen. Der Zug der i_s—i_0-Kurve, gewöhnlich S—P-Kurve genannt, von $\Delta = 500$ bis $= 2750$ km beruht auf 49 P_s-Werte.

Tabelle 2.

Θ °	Δ km	T km	3 sec	I sec	W.-Z. sec	Moh. sec	6 sec	T_{ss}—TP sec	T_{sss}—TP sec	I—W.-Z. sec	I—Moh. sec	I—3 sec	I—6 sec
5	556	6	61	62	61	65	49	62	62	+ 1	— 3	+ 1	+13
6	667	9	73	73	73	76	61	75	75	0	— 3	0	+12
7	778	12	90	85	85	87	77	88	88	0	— 2	— 5	+ 8
8	889	16	105	98	97	99	92	100	101	+ 1	— 1	— 7	+ 6
9	1000	20	119	109	108	111	105	113	114	— 1	— 2	—10	+ 4
10	1111	24	133	122	119	122	119	126	127	+ 3	0	—11	+ 3
11	1222	29	145	135	130	133	130	138	140	+ 5	+ 2	—10	+ 5
12	1333	35	156	146	141	144	141	151	154	+ 5	+ 2	—10	+ 5
13	1444	41	166	158	151	155	150	164	168	+ 7	+ 3	— 8	+ 8
14	1555	48	173	171	162	166	158	177	181	+ 9	+ 5	— 2	+13
15	1666	55	180	183	173	176	169	191	195	+10	+ 7	+ 3	+11
16	1777	62	188	195	183	185	180	204	209	+12	+10	+ 7	+15
17	1888	70	195	207	193	196	191	218	224	+14	+11	+12	+16
18	1999	78	202	219	203	206	202	231	238	+16	+13	+17	+17
19	2110	86	213	231	213	214	—	—	—	+18	+17	+18	—
20	2221	96	226	244	223	224	—	—	—	+21	+20	+18	—
21	2332	105	239	255	332	232	—	—	—	+23	+23	+16	—
22	2443	116	251	268	241	241	—	—	—	+27	+27	+17	—
23	2554	128	263	279	249	250	—	—	—	+30	+29	+16	—
24	2665	140	275	291	258	—	—	—	—	+33	—	—	—

Erklärung zur Tabelle 2: Θ ist der von den Erdradien O-Station und O-Epizentrum am Erdmittelpunkt gebildete Winkel, Δ die zugehörige Entfernung, T die Scheiteltiefe der Sehne St-Ep., I ist eine unter Annahme, daß Erdbebenstrahl und Sehne zusammenfallen, berechnete Kurve S—P, und zwar ist für die Geschw. d. long. W. $v_0 = 4{,}01$ km/sec und für die der transvers. W. $v_0 = 7{,}17$ km/sec gesetzt worden. W.-Z. ist die von Wiechert-Zoeppritz[3]) angegebene S—P-Kurve, Moh. eine nach der Arbeit von Mohorovičić in Agram[4]) ausgeglichene S—P-Kurve. Die Werte T_{ss}—TP, T_{sss}—TP sind der Geiger-Gutenbergschen[5]) Arbeit entnommen; es bedeuten T_{ss}, T_{sss}, die an der Erdoberfläche einmal bzw. zweimal reflektierten Transversalwellen und TP steht an Stelle von i_0. In den letzten vier Kolonnen sind die Differenzen gegen I gegeben, so daß sich leicht die Unterschiede gegen 3 ablesen lassen.

1) Meist ist nur ein solcher vorhanden. 2) In der Seismik mehr zu beachten. 3) Vgl. Göttinger Nachrichten 1907, 1909, 1911 (Über Erdbebenwellen I—IV) und diese Zeitschr. **12**, 814, 1911. 4) Das Beben vom S. X. 1909 von A. Mohorovičić Zagreb (Agram) 1910. Meteorolog. Institut. 5) Vgl. Gött. Nachr. und diese Zeitschr., l. c.

Im Abschnitt „Ergebnisse einiger $i_x - i_0$-Kurven und Vergleich mit anderweitig bekannten Darstellungen" meiner erwähnten Arbeit: „Über Zeitdifferenzen usw." habe ich die auf der oben angedeuteten Weise gefundenen Kurven und Kurvenstücke mit den in der seismischen Literatur bekannten Kurven verglichen. In Kürze sei hier einiges wiedergegeben.

Bemerkt sei, daß nicht untersucht wurde, auf wie viel Beobachtungspunkte die zum Vergleich herangezogenen Kurven beruhen; sehr oft leider bescheidet man sich für größere Intervalle von Δ mit wenigen Punkten.

In dem Bereich $\Delta = 500$ km bis rund 2800 km konnten auf die angegebene Weise, also ohne Hilfsmittel, 7 Kurvenzüge festgestellt werden, die zum Teil in Tabelle 2 und 3 wiedergegeben sind.

Tabelle 3.

Δ km	K_1P-P sec	No. 8a	Diff. sec	K_2P_2S-P sec	No. 7	Diff. sec	K_1P_2S-P sec	No. 3	Diff. sec	K_2P-P sec	No. 10b	Diff. sec	$S-P$ sec	No. 10b	Diff. sec
500	17	30	—13	44	—	—	71	—	—	82	83	—1	81	83	—6
600	22	32	—10	54	—	—	86	—	—	99	100	—1	97	100	—2
700	27	36	— 9	64	—	—	101	—	—	115	116	—1	110	116	—3
800	32	39	— 7	70	—	—	3.110	—	—	134	132	+2	—	—	—
900	37	42	— 5	74	—	—	4.110	106	+ 4	152	152	0	—	—	—
1000	41	46	— 5	80	64	+16	117	119	— 2	108	170	—2	—	—	—
1100	46	50	— 4	86	73	+13	126	132	— 6	185	186	—1	—	—	—
1200	51	57	— 8	94	84	+10	137	143	— 6	203	202	+1	—	—	—
1300	56	64	— 8	102	93	+ 9	148	154	— 6	221	—	—	—	—	—
1400	61	70	— 9	110	102	+ 8	158	162	— 4	239	—	—	—	—	—
1500	66	76	—10	118	112	+ 6	168	170	— 2	—	—	—	—	—	—
1600	71	83	—12	125	122	+ 3	177	170	+ 1	—	—	—	—	—	—
1700	75	90	—15	133	132	+ 1	187	182	+ 5	—	—	—	—	—	—
1800	80	97	—17	143	142	+ 1	198	189	+ 9	—	—	—	—	—	—
1900	85	106	—21	151	152	— 1	207	196	+11	—	—	—	—	—	—
2000	91	114	—23	163	163	0	—	202	—	—	—	—	—	—	—

Erklärung zu Tabelle 3. K_1P-P usw. sind der genannten Arbeit von Mohorovičić entnommen; P entspricht i_0, die anderen beruhen u. a. auf Reflexionen, vgl. a. a. O. Die Differenzen zeigen den Grad der Annäherung gegen die in obiger Art gefundenen $i_x - i_0$-Kurven No. 8a, 7, 3 u. 10b.

Ebenso sind auch die im Bereich $\Delta = 4800$ km bis 10000 km gefundenen Kurvenzüge — ihrer sind es 18 — zum Vergleich herangezogen worden. Im Rahmen dieser kurzen Mitteilung sei hier nur die Tabelle 4 wiedergegeben.

Ein erst gefaßter Plan, die Veröffentlichungen der seismischen Aufzeichnungen aller vorhandenen Erdbebenwarten in den internationalen mikroseismischen Katalogen zur Konstruktion einer weiteren $S-P$-Kurve zu benutzen und zum Vergleich heranzuziehen, wurde aufgegeben. Meines Erachtens konnte sich die aufzuwendende Mühe nicht lohnen, da die Einsätze dieser Aufzeichnungen doch wohl meist an der Hand von Laufkurven festgelegt sind; ferner sind auch die dort angegebenen Δ-Werte mit Hilfe der $S-P$-Daten der Registrierungen ermittelt.

Einsätze, die unter Benutzung einer Laufzeitkurve erhalten sind, liegen im System der Arbeitskurve, wenn man nicht sehr behutsam zu Werke geht.

Es finden sich in den hier durch die Tabellen 2, 3 und 4 kurz angedeuteten Vergleichungen größere Abweichungen, auch systematischer Natur, gegen die vorhandenen, bestimmte Hypothesen illustrierende, Laufzeitkurven, namentlich in dem Gebiet der kleinen Δ-Werte, wo die einzelnen Laufkurven dicht aneinander liegen. Erwähnt sei auch, daß nicht selten die vorhandenen makroseismischen Daten eine genauere Bestimmung der Entfernungen Δ nicht zulassen. Vielleicht ist es möglich, auf internationalem Weg mit Hilfe der seismologischen Assoziation in den bekannteren Erdbebengebieten eine straffere Beobachtungsorganisation zu schaffen, die auch eine Bestimmung von T_0 ins Auge faßt. Unerwähnt darf hier nicht die vorhandene ersprießliche Mitarbeit der Kaiserlichen Deutschen Konsulate in den verschiedenen Ländern bleiben.

Vielleicht unternehmen auch andere Erdbebenwarten eine Auswertung des vorhandenen meist umfangreichen Seismogrammvorrats im obigen Sinne.

Auch hinsichtlich der erwähnten, noch näher zu untersuchenden Abweichungen, darf die befriedigende Übereinstimmung mit anderweitig gegebenen Kurven nicht übersehen werden. Zusammenfassend ist wohl der Schluß gestattet, daß die Einsätze in einem Seismogramm und die entsprechenden Laufkurven einer Realität nicht entbehren, indem die in dieser Arbeit nahezu ohne jede Voraussetzung gefundenen Laufzeitkurven mit vorhandenen unter Voraus-

Tabelle 4.

Δ km	No. 12 sec	W.-Z. sec	Diff. sec	G.-G. sec	Diff. sec	Wg. sec	Diff. sec.	B. sec	Diff. sec
4800	391	392	— 1	391	0	383	+ 8	383	+ 8
4900	396	397	— 1	397	— 1	389	+ 7	389	+ 7
5000	401	402	— 1	403	— 2	395	+ 6	396	+ 5
5100	407	408	— 1	408	— 1	400	+ 7	401	+ 6
5200	415	413	+ 2	415	0	406	+ 9	406	+ 9
5300	420	418	+ 2	420	0	411	+ 9	411	+ 9
5400	426	424	+ 2	420	0	416	+10	417	+ 9
5500	432	429	+ 3	431	+ 1	421	+11	423	+ 9
5600	439	435	+ 4	435	+ 4	424	+15	429	+10
5700	445	440	+ 5	440	+ 5	427	+18	435	+10
5800	452	445	+ 7	445	+ 7	432	+20	440	+12
5900	458	451	+ 7	450	+ 8	437	+21	446	+12
6000	464	456	+ 8	455	+ 9	443	+21	451	+13
6100	469	461	+ 8	461	+ 8	448	+21	456	+13
6200	474	467	+ 7	466	+ 8	454	+20	461	+13
6300	479	472	+ 7	472	+ 7	459	+20	466	+13
6400	484	478	+ 6	477	+ 7	464	+20	472	+12
6500	488	483	+ 5	482	+ 6	469	+19	477	+11
6600	492	488	+ 4	487	+ 5	475	+17	483	+ 9
6700	495	493	+ 2	492	+ 3	480	+15	488	+ 7
6800	499	499	0	497	+ 2	485	+14	493	+ 6
6900	502	504	— 2	502	0	490	+12	498	+ 4
7000	506	509	— 3	506	0	495	+11	503	+ 3
7100	510	514	— 4	512	— 2	500	+10	508	+ 2
7200	515	519	— 4	517	— 2	505	+10	513	+ 2
7300	518	524	— 6	521	— 3	510	+ 8	518	0
7400	523	530	— 7	525	— 2	515	+ 8	523	0
7500	527	535	— 8	530	— 3	520	+ 7	527	0
7600	532	540	— 8	535	— 3	526	+ 6	532	0
7700	538	545	— 7	540	— 2	533	+ 5	537	+ 1
7800	543	550	— 7	544	— 1	540	+ 3	542	+ 1
7900	549	555	— 6	549	0	546	+ 3	546	+ 3
8000	554	560	— 6	554	0	551	+ 3	551	+ 3
8100	561	565	— 4	558	+ 3	554	+ 7	556	+ 5
8200	568	570	— 2	563	+ 5	558	+10	560	+ 8
8300	574	575	— 1	567	+ 7	564	+10	565	+ 9
8400	580	580	0	572	+ 8	570	+10	570	+10
8500	586	585	+ 1	577	+ 9	575	+11	574	+12
8600	590	590	0	583	+ 7	580	+10	578	+12
8700	594	595	— 1	588	+ 6	584	+10	582	+12
8800	598	600	— 2	593	+ 5	592	+ 6	587	+11
8900	602	605	— 3	598	+ 4	600	+ 2	591	+11
9000	606	610	— 4	603	+ 3	606	0	596	+10
9100	610	616	— 6	608	+ 2	612	— 2	600	+10
9200	614	620	— 6	612	+ 2	618	— 4	604	+10
9300	618	625	— 7	617	+ 1	624	— 6	608	+10
9400	623	630	— 7	621	+ 2	628	— 5	612	+11
9500	628	635	— 7	625	+ 3	633	— 5	616	+12
9600	636	640	— 4	629	+ 7	637	— 1	620	+16
9700	643	645	— 2	633	+10	641	+ 2	624	+19
9800	653	649	+ 4	638	+15	644	+ 9	628	+25
9900	664	654	+10	642	+22	646	+18	632	+32
10000	674	659	+15	646	+28	648	+26	636	+38

Erklärung zu Tabelle 4. No. 12 ist die fortgesetzte gefundene ausgeglichene $t_1 - t_0$-Kurve. W.-Z., G.-G., Wg. entsprechen den von Wiechert-Zoeppritz, Geiger-Gutenberg und K. Wegener angegebenen $S - P$-Kurven. Mit B. ist eine nach Benndorf in: Über die Art der Fortpflanzung der Erdbebenwellen im Erdinnern, 1. Mitteilung, k. k. Akademie d. Wiss. Wien wiedergegebene $S - P$-Kurve bezeichnet.

setzung irgend einer Hypothese aus Beobachtungen erlangten übereinstimmen.

Auf die Wichtigkeit der Einsätze ist in mehreren Göttinger Arbeiten in dieser Zeitschrift hingewiesen worden. Das Ziel ist u. a. die Bestimmung der elastischen Konstanten der unter Druck stehenden Gesteine der Erdkruste und des Erdinnern. Diese Konstanten werden sozusagen auf dynamischem Wege gefunden, was u. a. auch bei Bestimmung dieser im Laboratorium nicht unbeachtet bleiben darf, wenn die in doppelter Weise gefundenen Elastizitätskonstanten miteinander verglichen werden sollen[1]).

1) Vgl. Rudzki, „Über die Bestimmung dynamischer und statischer Elastizitätskonstanten". Erdbebenwarte Laibach. Jahrgang 6 und 7.

Bei starker mikroseismischer Bodenunruhe (Mi. U.) sind ferner auch die Bodenteilchen beim Eintreffen von seismischen Wellen schon im Schwingungszustand begriffen, so daß vielleicht auch dieser Umstand für die Bestimmung der Konstanten der Erdkruste in Betracht kommt.

Mai 1915.

(Eingegangen 27. Mai 1915.)

Über die kritische Temperatur des Quecksilbers [1]).

Von Julie Bender.

Nach Versuchen von Herrn J. Koenigsberger[2]) soll die kritische Temperatur des *Hg* bei ca. 1270° C liegen. Schon bei 1200° C sei der Meniskus des flüssigen *Hg* verschwunden, und von hier ab wurde rasche Abnahme der Lichtemission des *Hg* beobachtet. In Zusammenhang damit veröffentlicht W. C. Menzies[3]) eine Notiz, in der er ausführt, das 1270° als kritische Temperatur des *Hg* zu niedrig sei, und daß das Verschwinden des flüssigen *Hg* bei dieser Temperatur nicht als Erreichung des kritischen Punktes angesehen werden dürfe, sondern wohl aus der Ausweitung der Kapillare bei dieser Temperatur erklärt werden müsse. Herr W. C. Menzies sagt, daß seine Versuche noch zu keinem Abschluß gekommen seien.

Auf Veranlassung von Herrn J. Koenigsberger wurden, im Anschluß an seine früheren Versuche, nun Versuche darüber angestellt, in welchem Sinne von einer kritischen Temperatur des *Hg* gesprochen werden kann, und wo sie liegt.

Es handelt sich experimentell darum, *Hg* in geschlossenem, konstantem Volumen bei hohen Temperaturen und den entsprechenden Dampfspannungen zu beobachten.

Die Temperaturen wurden mit Thermoelement gemessen. Das *Hg* befand sich in Kapillaren aus reinstem, geschmolzenem Quarz, und wurde seine Ausdehnung bei steigender Temperatur mit geeignetem Fernrohr beobachtet.

Zweierlei konnte erreicht werden:

1. Genaue Beobachtung der Volum- bzw. Längenänderung des flüssigen *Hg*-Fadens bis zu 1400° bei verschiedenen Füllungen:

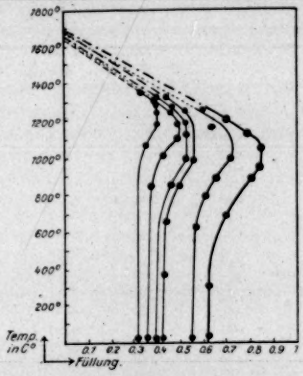

Fig. 1.

Zusammenfassung der Resultate zeigt Fig. 1. Als Ordinaten sind die Temperaturen in C° aufgetragen, als Abszissen die Füllungen, wenn als Volumen der Kapillaren jeweils 1 gesetzt wird. Bei allen Füllungen lassen sich 3 Kurventeile unterscheiden:

$$1.\ \frac{dv}{dt} > 0; \quad 2.\ \frac{dv}{dt} = 0; \quad 3.\ \frac{dv}{dt} < 0.$$

Hier soll nur kurz auf Teil 3 $\frac{dv}{dt} < 0$ hingewiesen werden:

Von einem gewissen Temperaturpunkt an, der mit größer werdender Füllung niedriger wird, tritt geradlinige Abnahme des flüssigen *Hg* ein. Bis zu 1400° können die Beobachtungen als unbeeinflußt von der dann eintretenden Erweichung des Materials betrachtet werden, was für verschiedene Füllungen durch besondere, eingehende Versuche festgestellt wurde, die später mitgeteilt werden sollen. Die geradlinigen Verlängerungen der beobachteten Kurven bis zum Schnitt mit der Temperaturachse konvergieren, wie Fig. 1 zeigt, gegen ein Temperaturintervall hin, das sich von 1650° bis 1700° erstreckt. Das besagt, daß an dieser Stelle die kritische Temperatur erreicht ist, denn für verschiedene Füllungen müßten sonst die angedeuteten Kurvenverlängerungen an verschiedenen Punkten die Temperaturachse schneiden, sie dürften also nicht konvergieren. Daß der Punkt über 1500° liegt, folgt aus einer Beobachtung, bei der es gelang, bis zu dieser Temperatur zu erhitzen und bei welcher noch flüssiges *Hg* vorhanden war.

2. Bestimmung der Dichten des Dampfes und der Flüssigkeit vom *Hg* bis zu 1400°:

1) Ausführung und Begründung des Folgenden wird in der später erscheinenden Dissertation veröffentlicht werden.

2) J. Koenigsberger, Chemikerzeitung **36**, 1321, 1912.

3) W. C. Menzies, The critical temperature of mercury. Amer. chem. Soc. **35**, 1065—1067, 1913.

Kleine Füllungen von 0,06—0,13 wurden zum Verdampfen gebracht und der Temperaturpunkt beobachtet, bei welchem gerade alles *Hg* verdampft war. Wenn das relative Volumen der Kapillare, wie vorhin 1 gesetzt, bekannt ist und die Füllung, so läßt sich daraus ganz einfach die Dampfdichte berechnen:

z. B. Füllung 0,10,
alles *Hg* verdampft bei 1320°,

Dichte, bezogen auf Dichte von $H_2O = 1$:
$0{,}10 \times 13{,}59 = 1{,}35$.

Wenn die Dampfdichten bekannt sind, kann man die *Hg*-Flüssigkeitsdichten berechnen aus 1., indem man dadurch in der Lage ist, die ab 900° notwendig werdende Korrektur für das

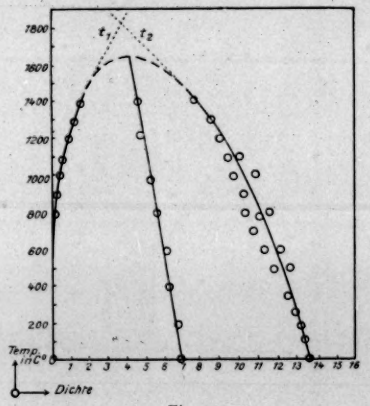

Fig. 2.

verdampfte *Hg* zu bestimmen. Graphisch bekommt man dann ein gutes Bild vom Verlauf der beiden Dichtekurven mit steigender Temperatur (Fig. 2). Die *Hg*-Flüssigkeitsdichten sind bis 350° den Messungen von Régnault entnommen, die *Hg*-Dampfdichten bis 880°, mit angenommener Geltung der Gasgesetze, berechnet aus den Dampfspannungen, wie sie von Cailletet, Colardeau, Rivière[1]) bestimmt wurden. Man sieht, daß von 1000° ab die Dichten stark abnehmen. Den höchst möglichen Wert der kritischen Temperatur bekommt man, wenn man die Tangenten t_1 und t_2 an die letzt beobachteten Kurvenstrecken legt. Jedoch ist es selbstverständlich, daß die Kurven so verlaufen, wie sie in Fig. 2 ergänzend eingetragen sind, so daß bei ca. 1650° die Dichten sich treffen[1]). Diesen Punkt kann man ja auch aus den Beobachtungen 1 entnehmen.

Wenn man aus den Dampfdichten nach dem Boyle-Mariotteschen Gesetz die Dampfspannungen berechnen dürfte, so erhielte man bei 1400° z. B. 1180 Atm.

Eine interessante Erscheinung des *Hg*-Dampfes konnte zwischen 1200° und 1300° beobachtet werden. Bei dieser Temperatur fing der bisher völlig durchsichtige *Hg*-Dampf an, ein schwach blaues Leuchten zu zeigen, dessen Intensität sich mit zunehmender Temperatur steigerte. Bei Füllungen unter 0,30 war es nicht zu beobachten, bei 0,30 etwas über 1300°, ab 0,40 bei ca. 1270°. An anderer Stelle soll auch hierauf näher eingegangen werden.

1) Cailletet, Colardeau, Rivière, C. R. 130, 1585, 1900.

1) Für diese Temperatur ergibt sich nach der geraden Mittellinie von Mathias für die kritische Dichte 4,5.

Freiburg i. B., Juni 1915.
Math.-physik. Institut der Universität.

(Eingegangen 14. Juni 1915.)

Ein thermodynamischer Integrator.

Von Richard Gans und Adrián Pereyra Míguez.

Herr Geheimrat Nernst wies gelegentlich des Zyklus von Vorlesungen, die er an der Universität La Plata hielt, darauf hin, daß es wünschenswert wäre, einen Apparat zu besitzen, der rein mechanisch die bekannte thermodynamische Gleichung

$$A - U = T\frac{dA}{dT} \qquad (1)$$

integriert (A freie Energie, T absolute Temperatur, U Abnahme der Totalenergie), trotzdem der analytischen Integration durch die Formel

$$A = -T\int_c^T \frac{U}{T^2}\,dT \qquad (2)$$

kein Hindernis im Wege liegt.

Daraufhin haben wir ein Instrument konstruiert, welches diesen Zweck erfüllt, und das auf folgende Eigenschaft der A- und U-Kurve gegründet ist.

Man zeichne durch einen beliebigen Punkt U_1 der U-Kurve eine Parallele zur Abszissenachse, die die Ordinatenachse in M schneidet, und eine Parallele zur Ordinatenachse, die die A-Kurve in A_1 trifft, und verbinde M mit A_1. MA_1 schneide, verlängert, die Abszissenachse in N.

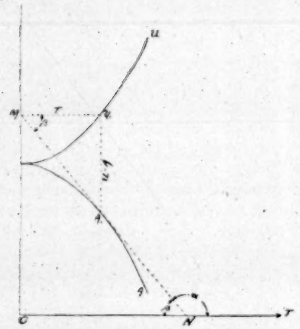

Fig. 1.

Dann ist

$$\sphericalangle U_1 M A_1 = A_1 N O = \beta = \pi - \alpha,$$

unter α den Winkel verstanden, den MN mit der Abszissenachse einschließt.

Aus dem $\triangle U_1 A_1 M$ folgt aber

$$\frac{U_1 A_1}{M U_1} = \operatorname{tg}\beta = -\operatorname{tg}\alpha, \qquad (3)$$

oder da

$$U_1 A_1 = U - A;\ M U_1 = T$$

ist,

$$A - U = T \operatorname{tg}\alpha. \qquad (4)$$

Durch Vergleich mit (1) ergibt sich demnach, daß $\frac{dA}{dT} = \operatorname{tg}\alpha$, d. h., daß MN in A_1 die A-Kurve tangiert.

Das heißt: Seien A_1 und U_1 zwei beliebige Punkte der A- bzw. U-Kurve mit derselben Abszisse T, so schneiden sich die in A_1 an der A-Kurve gezeichnete Tangente und die Parallele durch U_1 zur Abszissenachse in einem Punkte M der Ordinatenachse oder mit anderen Worten: die Richtung der A-Kurve in A_1 ist die Hypotenuse des rechtwinkligen Dreiecks $A_1 U_1 M$.

Ein scharfrandiges Rad R (Fig. 2) rolle auf der horizontalen Zeichenebene PQ. Seine Achse EF sei parallel zur Zeichenebene und normal zur „Richtungsschiene“ GH. Irgendeine an dem Rad angreifende Kraft K wird das Rad in jedem Moment in der Richtung seiner Ebene, d. h. in der Richtung GH rollend weiterbewegen, denn es wirkt nur die Komponente D, da die Komponente der Kraft in Richtung von EF infolge der starken Reibung auf dem Zeichenpapier keine Verschiebung hervorzubringen vermag.

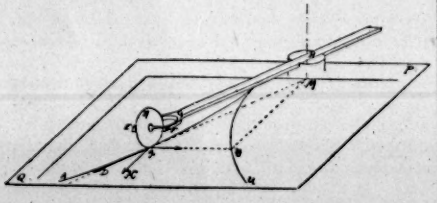

Fig. 2.

Unter Berücksichtigung dieser mechanischen Eigenschaften konstruierten wir den Integrator in folgender Weise (siehe die schematische Figur 3).

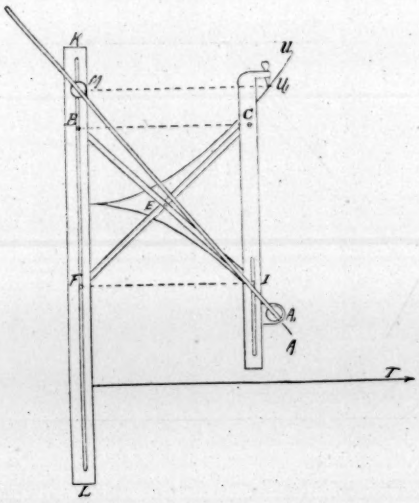

Fig. 3.

Die auf der Zeichenebene feste Schiene KL von $\square$-förmigem Querschnitt hat einen Längsschlitz BF, der die Ordinatenachse repräsentiert. In diesem Schlitz gleiten die vertikalen Achsen B und F, die an den Enden der beiden gekreuzten Stäbe BI und FC angebracht sind. Mit der Achse B ist das Stück M starr verbunden, durch welches die Richtungsschiene MA_1 hindurchgleiten und gleichzeitig sich um die Achse M drehen kann.

Die gekreuzten Stäbe BI und FC haben ferner eine Achse E in der Mitte sowie je eine Achse C und I an dem einen Ende. Während C in der Schiene CI festliegt, kann die Achse I in einem Längsschlitz dieser Schiene gleiten.

Der an dieser beweglichen Schiene CI be-

findliche Stift U_1 soll der U-Kurve entlang geführt werden.

In A_1 befindet sich das scharfrandige Rad auf dem Zeichenpapier unter den oben angegebenen Bedingungen.

Einzelheiten der Radmontage erkennt man aus der Fig. 4, deren oberer Teil einen Transversalschnitt darstellt, während der untere Teil die Anordnung von unten gesehen bedeutet.

Wir erkennen, daß das Rad in einem Ringe N eingeschlossen ist, der in dem Schlitten V drehbar ist. Dieser Schlitten gleitet in einer longitudinalen Nut der Schiene CI.

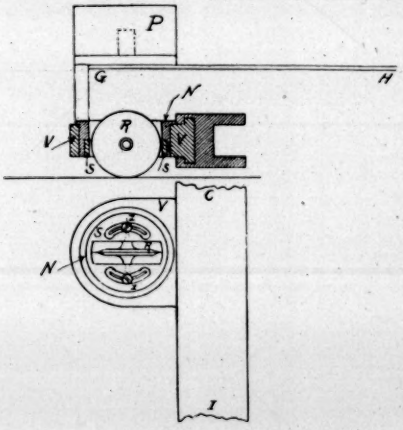

Fig. 4.

In der Zeichnung des Transversalschnitts sieht man rechts die bewegliche Schiene mit ihrer Nut, das Rad R mit seinem Ring N und oben unschraffiert die Richtungsschiene GH, die starr mit dem Ringe N verbunden ist, und ein zylindrisches Gewicht P, welches den Druck des Rades auf das Papier vergrößern soll. Auf die Justiervorrichtung, bestehend in dem Ringe S, kommen wir weiter unten zu sprechen.

Der Mechanismus der gekreuzten Stäbe BI und FC (Fig. 3) garantiert die Parallelität der beweglichen Schiene CI und der festen Schiene KL, so daß der Stift U_1 und der Punkt des Rades R, welcher das Papier berührt, dauernd dieselbe Abszisse haben.

Der durch das Stück M gehenden Achse ist durch das starre Stück BM (in der Fig. 3 unsichtbar) eine solche Entfernung von B gegeben, daß die Achse stets dieselbe Ordinate wie der Stift U_1 hat.

Fig. 5 ist eine photographische Wiedergabe des nach unseren Angaben im hiesigen physikalischen Institut konstruierten Integrators.

Jedoch weist derselbe gegenüber der eben gegebenen schematischen Beschreibung einige Änderungen auf.

Erstens ist der Punkt M, um den sich die Richtungsschiene dreht, mittels eines Wägelchens, das man in Fig. 5 sieht, von dem Schlitz der

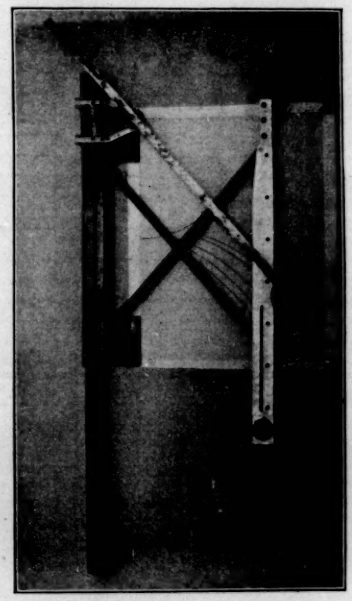

Fig. 5.

festen Schiene wegverlegt, damit die Ordinatenachse sichtbar wird.

Ferner mußte noch eine Justiervorrichtung angebracht werden, um zu erreichen, daß die Ebene des Rades durch M hindurchgeht. Zu dem Zweck lagert die Radachse nicht direkt in dem Ringe N (Fig. 4), der sich in dem Schlitten V dreht, sondern in einem zweiten, dem Ringe N konzentrischen Ringe S. Der Ring S kann in N gedreht und durch die beiden Druckschrauben Z mit N in der richtigen Lage starr verbunden werden, wie aus dem unteren Teile der Fig. 4 ersichtlich ist.

Schließlich ist noch zu bemerken, daß gegen das Rad R ein kleines mit Registriertinte benetztes Kissen drückt, so daß das Rad direkt die durchlaufene Kurve zeichnet.

Zum Justieren des Apparats bewege man

den Stift U_1 auf der Abszissenachse entlang. Dann muß das Rad eine durch den Koordinatenursprung gehende Gerade beschreiben, wie sich sofort aus (1) ergibt, wenn man $U = o$ setzt. Die Neigung der Geraden ist beliebig, da die Gleichung (1) natürlich eine ganze Kurvenschar als Integral zuläßt, sie hängt von der Anfangsstellung des Rades ab.

In Fig. 6 sieht man vier solcher Geraden der Schar, die der Apparat gezeichnet hat.

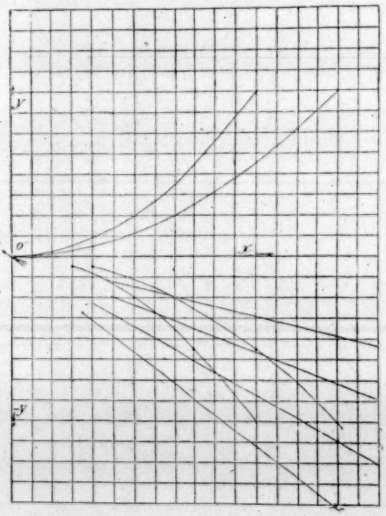

Fig. 6.

1. Weist der Schnittpunkt der Geraden eine Verschiebung längs der y-Achse auf, so muß der Stift U_1 in entgegengesetzter Richtung parallel y verschoben werden. (Dafür ist eine Schraube am Stifte U_1 vorgesehen.)

2. Eine Verschiebung des Schnittpunktes in der x-Richtung erfordert eine gleichsinnige Verschiebung der Achse M in dieser Richtung, d. h. man verschiebe den Rand der festen Schiene auf dem Zeichenpapier.

3. Sind die A-Linien nicht Gerade, so geht die Radebene nicht durch die Achse M, man muß also die Druckschrauben Z (Fig. 4) lösen, den inneren Ring S im äußeren N drehen, und zwar in dem der Konkavität der Kurve entgegengesetzten Sinne. (Da man zu dieser Justierung den Apparat umkehrt, d. h. unten nach oben wendet, so muß man in dieser Lage die Drehung im Sinne der Konkavität ausführen.)

Diese einfachen Korrektionen sind nur ein für allemal auszuführen.

Eine andere Prüfung des Integrators ist noch in Fig. 6 vorgenommen worden.

Ist die U-Kurve die Parabel $U = CT^2$, so ist nach (1) $A = -CT^2 + aT$, wo a eine willkürliche Integrationskonstante ist. Setzt man $a = o$, so ist die A-Kurve eine der U-Kurve kongruente Parabel.

Wie man aus Fig. 6 sieht, hat der von uns konstruierte Integrator alle diese Proben gut bestanden.

Schließlich geben wir noch in Fig. 7 eine mit unserem Apparat konstruierte A-Kurve, die sich auf die chemische Affinität zwischen Silber und Jod bezieht.[1])

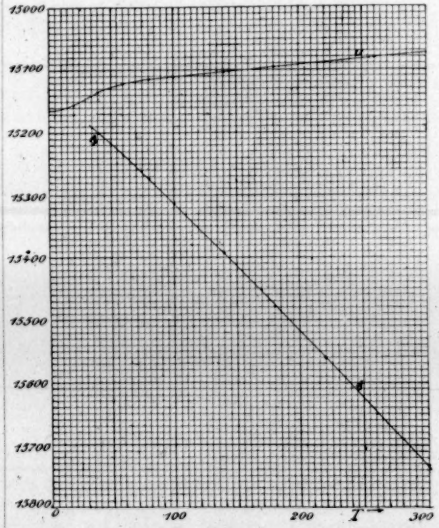

Fig. 7.

Die U-Kurve sowie der Anfangspunkt A_1 sind der Nernstschen Publikation entnommen. Die in die A-Kurve eingezeichneten Punkte entsprechen den Berechnungen von Nernst.

Ein Mangel des Apparates in der Form, in der er von uns konstruiert ist, beruht darin, daß man nicht beim absoluten Nullpunkt anfangen kann zu zeichnen. Da aber auch die U-Kurve schon bis $T = o$ extrapoliert werden muß, weil Messungen bis zum absoluten Nullpunkt unmöglich sind, so kann man dasselbe

1) W. Nernst, Ber. d. deutsch. chem. Ges. **47**, Heft 4, 1914.

auch für einen ersten Punkt der A-Kurve mittels des Nernstschen Prinzips tun, oder man benutze in geeigneten Fällen das Debyesche Gesetz, nach dem für niedrige Temperaturen $U = \alpha T^4$, somit nach (1) und den Nernstschen Gleichungen

$$\lim_{T=0} A = 0; \quad \lim_{T=0} \frac{dA}{dT} = 0;$$

$$A = -\frac{1}{3}\alpha T^4, \text{ d. h. } A = -\frac{U}{3}$$

ist, woraus sich sofort ein Punkt der A-Kurve ergibt.

Der erwähnte Mangel wird also wenig fühlbar sein. Eine weitere Unzuträglichkeit ist die, daß mit dem vorliegenden Modell sich keine A-Kurve zeichnen läßt, welche, wie im Falle des Clarkelements die U-Kurve schneidet. Das läßt sich sofort verbessern, indem man den Stift U_1 längs der beweglichen Schiene CI verstellbar einrichtet. Durch eine solche Verlegung von U_1 wird die A-Kurve einfach in entgegengesetztem Sinne parallel mit sich verschoben.

Da eine mit diesem Apparate ausgeführte Integration nur einige Sekunden in Anspruch nimmt, so dürfte der Gebrauch für alle diejenigen lohnend sein, die häufiger chemische Affinitäten usw. zu bestimmen haben.

La Plata, 15. März 1915, Instituto de Fisica.

(Eingegangen 16. April 1915.)

Über die natürliche optische Aktivität von Flüssigkeiten und Gasen.

Von M. Born.

Über die Ursache der Erscheinung, daß manche Substanzen die Polarisationsebene des Lichtes drehen, sind viele Hypothesen aufgestellt worden, ohne daß dadurch die Natur des molekularen Vorganges wesentlich aufgeklärt worden ist. Es ist mir gelungen zu zeigen, daß die zirkulare Doppelbrechung, die ein in Richtung der optischen Achse eines Kristalles sich fortpflanzender Lichtstrahl erleidet, als Folge der Gitterstruktur aufgefaßt werden kann[1]). Herr P. Debye hat mir nun die Frage vorgelegt, ob man nicht in ähnlicher Weise zu einem Verständnisse der zirkularen Doppelbrechung in Flüssigkeiten und Gasen gelangen kann, insbesondere, ob vier, an die Ecken eines Tetraeders asymmetrisch gebundene Elektronen das einfachste Modell eines optisch aktiven Moleküls darstellen. Diese Frage ist, wie besonders J. Stark betont hat, von Bedeutung für den Chemiker, der zu einem mechanischen Verständnisse des optischen Verhaltens der „asymmetrischen Kohlenstoffverbindungen" gelangen will. Im folgenden werde ich zeigen, wie weit man ohne spezielle Hypothesen diese Frage beantworten kann.

§ 1. Ein Molekül sehen wir als ein System von s mechanisch gekoppelten Partikeln mit den Massen $m_1, m_2, \ldots m_s$ und den Ladungen $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \ldots \varepsilon_s$ an.

Wir führen ein mit dem Moleküle fest verbundenes Koordinatensystem X, Y, Z ein.

In diesem habe der Vektor $\mathfrak{r}_k$, der den Nullpunkt mit dem k-ten Partikel verbindet, die Komponenten X_k, Y_k, Z_k und die Verrückungskomponenten dieses Partikels seien U_k, V_k, W_k.

Die Bewegungsgleichungen für die freien Schwingungen der Partikel lauten bei Vernachlässigung der Dämpfung:

$$\left.\begin{aligned} m_k \ddot{U}_k &= \sum_{k'=1}^{s} (A_{kk'} U_{k'} + G_{kk'} V_{k'} + F_{kk'} W_{k'}), \\ m_k \ddot{V}_k &= \sum_{k'=1}^{s} (G_{kk'} U_{k'} + B_{kk'} V_{k'} + E_{kk'} W_{k'}), \\ m_k \ddot{W}_k &= \sum_{k'=1}^{s} (F_{kk'} U_{k'} + E_{kk'} V_{k'} + C_{kk'} W_{k'}), \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

$$(k = 1, 2, \ldots s).$$

Setzt man hier

$$U_k = \alpha_k e^{-i\omega t}, \quad V_k = \beta_k e^{-i\omega t}, \quad W_k = \gamma_k e^{-i\omega t},$$

so erhält man $3s$ lineare, homogene Gleichungen für die $3s$ Unbekannten $\alpha_k, \beta_k, \gamma_k$ $(k = 1, \ldots s)$, und damit diese auflösbar sind, muß die Determinante verschwinden. Das gibt eine Gleichung $3s$-ten Grades für ω^2; ihre Wurzeln seien

$$\omega_1^2, \omega_2^2, \ldots \omega_{3s}^2.$$

Die zu der Wurzel ω_j^2 gehörige Lösung bezeichnen wir mit

$$\omega_j^2 : \alpha_{kj}, \beta_{kj}, \gamma_{kj} (k = 1, \ldots s).$$

Diese werden dadurch eindeutig festgelegt, daß sie den Bedingungen

$$\left.\begin{aligned} \sum_{k=1}^{s} m_k (\alpha_{kj}^2 + \beta_{kj}^2 + \gamma_{kj}^2) &= 1, \\ \sum_{k=1}^{s} m_k (\alpha_{kj} \alpha_{kj'} + \beta_{kj} \beta_{kj'} + \gamma_{kj} \gamma_{kj'}) &= 0 \\ (j \neq j') & \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

zu genügen haben; wir nennen sie dann ein „System normierter orthogonaler Eigenschwingungen", oder kurz ein „Orthogonalsystem".

Wirken nun auf die Partikel äußere Kräfte der Form

$$\mathfrak{X}_k e^{-i\omega t}, \quad \mathfrak{Y}_k e^{-i\omega t}, \quad \mathfrak{Z}_k e^{-i\omega t},$$

so wird diejenige Lösung, die dem stationären Zustande entspricht, dargestellt durch

1) Vgl. mein demnächst bei B. G. Teubner (Leipzig) erscheinendes Buch „Dynamik der Kristallgitter".

$U_k = \xi_k e^{-i\omega t}$, $V_k = \eta_k e^{-i\omega t}$, $W_k = \zeta_k e^{-i\omega t}$, (3)

wobei ξ_k, η_k, ζ_k den $3s$ linearen Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} m_k\omega^2\xi_k + \sum_{k'=1}^{s}(A_{kk'}\xi_{k'} + G_{kk'}\eta_{k'} + F_{kk'}\zeta_{k'}) + \mathfrak{X}_k = 0,\\ m_k\omega^2\eta_k + \sum_{k'=1}^{s}(G_{kk'}\xi_{k'} + B_{kk'}\eta_{k'} + E_{kk'}\zeta_{k'}) + \mathfrak{Y}_k = 0,\\ m_k\omega^2\zeta_k + \sum_{k=1}^{s}(F_{kk'}\xi_{k'} + E_{kk'}\eta_{k'} + C_{kk'}\zeta_{k'}) + \mathfrak{Z}_k = 0 \end{aligned}\right| \quad (4)$$

genügen müssen. Die Auflösungen dieser lauten in Partialbruchdarstellung:

$$\left.\begin{aligned} \xi_k = \sum_{j=1}^{3s}\frac{\alpha_{kj}}{\omega_j^2-\omega^2}\sum_{k=1}^{s}(\alpha_{kj}\mathfrak{X}_{k'} + \beta_{kj}\mathfrak{Y}_{k'} + \gamma_{kj}\mathfrak{Z}_{k'}),\\ \eta_k = \sum_{j=1}^{3s}\frac{\beta_{kj}}{\omega_j^2-\omega^2}\sum_{k=1}^{s}(\alpha_{kj}\mathfrak{X}_{k'} + \beta_{kj}\mathfrak{Y}_{k'} + \gamma_{kj}\mathfrak{Z}_{k'}),\\ \zeta_k = \sum_{j=1}^{3s}\frac{\gamma_{kj}}{\omega_j^2-\omega^2}\sum_{k=1}^{s}(\alpha_{kj}\mathfrak{X}_{k'} + \beta_{kj}\mathfrak{Y}_{k'} + \gamma_{kj}\mathfrak{Z}_{k'}). \end{aligned}\right| \quad (5)$$

§ 2. Wir nehmen nun an, daß die auf die Partikel wirkende Kraft von einer Lichtwelle herrührt. Die Komponenten des elektrischen Feldes mögen die Amplituden $\mathfrak{E}_x'$, $\mathfrak{E}_y'$, $\mathfrak{E}_z'$ haben; die Wellenlänge sei λ, der Einheitsvektor in der Richtung der Wellennormale sei $\mathfrak{n}$. Dann sind die Komponenten der Kraft:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{X}_k = \varepsilon_k\mathfrak{E}_x' e^{\frac{2\pi i}{\lambda}(\mathfrak{n},\mathfrak{r}_k)},\\ \mathfrak{Y}_k = \varepsilon_k\mathfrak{E}_y' e^{\frac{2\pi i}{\lambda}(\mathfrak{n},\mathfrak{r}_k)},\\ \mathfrak{Z}_k = \varepsilon_k\mathfrak{E}_z' e^{\frac{2\pi i}{\lambda}(\mathfrak{n},\mathfrak{r}_k)}. \end{aligned}\right| \quad (6)$$

Da die Wellenlänge groß ist gegenüber dem Moleküldurchmesser, so können wir nach Potenzen von $\frac{1}{\lambda}$ entwickeln und die Exponentialfunktion durch

$$1 + \frac{2\pi i}{\lambda}(\mathfrak{n},\mathfrak{r}_k)$$

ersetzen.

Wir führen nun die Abkürzungen ein:

$$\left.\begin{aligned} l_1^{(j)} = \sum_{k=1}^{s}\alpha_{kj}\varepsilon_k,\\ l_2^{(j)} = \sum_{k=1}^{s}\beta_{kj}\varepsilon_k,\\ l_3^{(j)} = \sum_{k=1}^{s}\gamma_{kj}\varepsilon_k; \end{aligned}\right| \quad (7)$$

$$\left.\begin{aligned} l_{11}^{(j)} = \frac{2\pi i}{\lambda}\sum_{k=1}^{s}\alpha_{kj}X_k\varepsilon_k, \quad l_{12}^{(j)} = \frac{2\pi i}{\lambda}\sum_{k=1}^{s}\alpha_{kj}Y_k\varepsilon_k, \quad l_{13}^{(j)} = \frac{2\pi i}{\lambda}\sum_{k=1}^{s}\alpha_{kj}Z_k\varepsilon_k,\\ l_{21}^{(j)} = \frac{2\pi i}{\lambda}\sum_{k=1}^{s}\beta_{kj}X_k\varepsilon_k, \quad l_{22}^{(j)} = \frac{2\pi i}{\lambda}\sum_{k=1}^{s}\beta_{kj}Y_k\varepsilon_k, \quad l_{23}^{(j)} = \frac{2\pi i}{\lambda}\sum_{k=1}^{s}\beta_{kj}Z_k\varepsilon_k,\\ l_{31}^{(j)} = \frac{2\pi i}{\lambda}\sum_{k=1}^{s}\gamma_{kj}X_k\varepsilon_k, \quad l_{32}^{(j)} = \frac{2\pi i}{\lambda}\sum_{k=1}^{s}\gamma_{kj}Y_k\varepsilon_k, \quad l_{33}^{(j)} = \frac{2\pi i}{\lambda}\sum_{k=1}^{s}\gamma_{kj}Z_k\varepsilon_k. \end{aligned}\right| \quad (8)$$

Außerdem wollen wir die Komponenten des Einheitsvektors $\mathfrak{n}$ in dem hier benutzten, mit dem Moleküle fest verbundenen Koordinatensysteme A_1, A_2, A_3 nennen. Dann lauten die Lösungen (5) für eine Lichtwelle:

$$\left.\begin{aligned} \xi_k = \sum_{j=1}^{3s}\frac{\alpha_{kj}}{\omega_j^2-\omega^2}\Big|\mathfrak{E}_x'(l_1^{(j)} + \sum_{m=1}^{3}l_{1m}^{(j)}A_m) +\\ \mathfrak{E}_y'(l_2^{(j)} + \sum_{m=1}^{3}l_{2m}^{(j)}A_m) + \mathfrak{E}_z'(l_3^{(j)} + \sum_{m=1}^{3}l_{3m}^{(j)}A_m)\Big|,\\ \text{— — — — — — — — — —}\\ \text{— — — — — — — — — —} \end{aligned}\right| \quad (9)$$

Hieraus bilden wir nun das elektrische Moment des Moleküls, dessen Komponenten in dem mit dem Moleküle verbundenen Koordinatensysteme

$$\mathfrak{p}_x' = \sum_{k=1}^{s}\xi_k\varepsilon_k, \quad \mathfrak{p}_y' = \sum_{k=1}^{s}\eta_k\varepsilon_k, \quad \mathfrak{p}_z' = \sum_{k=1}^{s}\zeta_k\varepsilon_k \quad (10)$$

sind. Wir wollen diese auch mit $\mathfrak{p}_1'$, $\mathfrak{p}_2'$, $\mathfrak{p}_3'$ bezeichnen und ebenso statt $\mathfrak{E}_x'$, $\mathfrak{E}_y'$, $\mathfrak{E}_z'$ auch $\mathfrak{E}_1'$, $\mathfrak{E}_2'$, $\mathfrak{E}_3'$ schreiben. Dann erhalten wir:

$$\mathfrak{p}_i' = \sum_{n=1}^{3}\mathfrak{E}_n'\Big\{\sum_{j=1}^{3s}\frac{l_i^{(j)}}{\omega_j^2-\omega^2}(l_n^{(j)} + \sum_{m=1}^{3}l_{nm}^{(j)}A_m)\Big\}. \quad (11)$$

Für jedes einzelne Molekül gilt eine solche Gleichung; wollen wir daraus auf den Zusammenhang von elektrischer Feldstärke $\mathfrak{E}$ und

Polarisation pro Volumeneinheit $\mathfrak{P}$ schließen, so müssen wir ein im Raum festes Koordinatensystem einführen, die Gleichung (11) auf dieses transformieren und dann über alle Lagen des Moleküls mitteln.

$$\begin{aligned} x &= c_{11}X + c_{12}Y + c_{13}Z, \\ y &= c_{21}X + c_{22}Y + c_{23}Z, \\ z &= c_{31}X + c_{32}Y + c_{33}Z, \end{aligned}$$

zusammen. Wir haben also

$$\mathfrak{p}_p = \sum_{i=1}^{3} c_{pi}\,\mathfrak{p}_i', \qquad \mathfrak{E}_n' = \sum_{q=1}^{3} c_{qn}\,\mathfrak{E}_q$$

und wenn wir die Richtungskosinus der Wellennormalen im Systeme $x\,y\,z$ mit α, β, γ oder α_1, α_2, α_3 bezeichnen:

$$A_m = \sum_{r=1}^{3} c_{rm}\,\alpha_r.$$

Daher erhalten wir aus (11):

$$\mathfrak{p}_p = \sum_{i=1}^{3} c_{pi} \sum_{n=1}^{3} \sum_{q=1}^{3} c_{qn}\,\mathfrak{E}_q \Big\{ \sum_{j=1}^{3\nu} \frac{\mathfrak{k}_i^{(j)}}{\omega_j^2 - \omega^2} \Big(\mathfrak{k}_n^{(j)} + \sum_{m=1}^{3} \mathfrak{k}_m^{(j)} \sum_{r=1}^{3} c_{rm}\,\alpha_r \Big) \Big\},$$

oder

$$\mathfrak{p}_p = \sum_{q=1}^{3} \mathfrak{E}_q \sum_{j=1}^{3\nu} \frac{1}{\omega_j^2 - \omega^2} \Big\{ \sum_{i=1}^{3} \sum_{n=1}^{3} c_{pi} c_{qn}\,\mathfrak{k}_i^{(j)} \mathfrak{k}_n^{(j)} + \sum_{r=1}^{3} \alpha_r \sum_{i=1}^{3} \sum_{n=1}^{3} \sum_{m=1}^{3} c_{pi}\,c_{qn}\,c_{rm}\,\mathfrak{k}_i^{(j)} \mathfrak{k}_m^{(j)} \Big\}. \tag{13}$$

Ist nun N die Anzahl Moleküle in der Volumeneinheit, so wird das elektrische Moment pro Volumeneinheit

$$\mathfrak{P} = N\,\bar{\mathfrak{p}}, \tag{14}$$

wo $\bar{\mathfrak{p}}$ den Mittelwert von $\mathfrak{p}$ über alle Lagen des Moleküls bedeutet. Von der Lage des Moleküls aber hängen nur die Koeffizienten c_{pi} der orthogonalen Substitution (12) ab. Also kommt es darauf an, die Mittelwerte

$$\overline{c_{pi}\,c_{qn}} \quad \text{und} \quad \overline{c_{pi}\,c_{qn}\,c_{rm}}$$

für alle möglichen Indexkombinationen zu berechnen.

Dazu werden wir die c_{pi} durch 3 unabhängige Parameter, etwa die Eulerschen Winkel ϑ, φ, ψ, ausdrücken; wir schreiben die Transformation (12) in der Form:

Die Koordinaten x, y, z des im Raume festen Systems hängen mit den Koordinaten X, Y, Z des am Moleküle haftenden Systems durch die orthogonale Substitution

$$\left.\begin{aligned} X &= c_{11}x + c_{21}y + c_{31}z, \\ Y &= c_{12}x + c_{22}y + c_{32}z, \\ Z &= c_{13}x + c_{23}y + c_{33}z \end{aligned}\right\} \tag{12}$$

Hier sind φ, ϑ die Polarkoordinaten der Z-Achse im xyz-Systeme und ψ ist der Winkel zwischen der positiven X-Achse und der Geraden, in der sich die xy- und die XY-Ebene schneiden. Gleichwahrscheinliche Gebiete für die Richtung der Z-Achse haben also die Größe $\frac{1}{4\pi} \sin\vartheta\,d\vartheta\,d\varphi$, und bei fester Z-Achse liegt die X-Achse mit gleicher Wahrscheinlichkeit in allen Gebieten $\frac{d\psi}{2\pi}$. Folglich ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß die Winkel ϑ, φ, ψ in dem Elemente $d\vartheta$, $d\varphi$, $d\psi$ liegen, gleich

$$d\Omega = \frac{1}{8\pi^2} \sin\vartheta\,d\vartheta\,d\varphi\,d\psi. \tag{15}$$

Es sind also die Integrale

$$\overline{c_{pi}\,c_{qn}} = \frac{1}{8\pi^2} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} c_{pi}\,c_{qn} \sin\vartheta\,d\vartheta\,d\varphi\,d\psi, \tag{16}$$

$$\overline{c_{pi}\,c_{qn}\,c_{rm}} = \frac{1}{8\pi^2} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} c_{pi}\,c_{qn}\,c_{rm} \sin\vartheta\,d\vartheta\,d\varphi\,d\psi \tag{17}$$

zu berechnen, wo die c_{pi} durch (12′) als Funktionen von ϑ, φ, ψ gegeben sind.

Man sieht nun sogleich, daß

$$\overline{c_{pi}\,c_{qn}} = \begin{cases} \frac{1}{3} & \text{für } p = q,\ i = n, \\ 0 & \text{in allen anderen Fällen.} \end{cases} \tag{18}$$

Ferner erkennt man, daß von den Integralen (17) nur diejenigen von Null verschieden, und zwar gleich $\pm\frac{1}{6}$ sind, deren Integrand $c_{pi}c_{qn}c_{rm}$ als Glied der ausmultiplizierten Determinante $|c_{pi}|$ auftritt; wir können das Gesetz am besten folgendermaßen angeben:

	X	Y	Z
x	$\cos\varphi\cos\psi - \cos\vartheta\sin\varphi\sin\psi$	$-\sin\varphi\cos\psi - \cos\vartheta\cos\varphi\sin\psi$	$\sin\vartheta\sin\psi$
y	$\cos\varphi\sin\psi + \cos\vartheta\sin\varphi\cos\psi$	$-\sin\varphi\sin\psi + \cos\vartheta\cos\varphi\cos\psi$	$-\sin\vartheta\cos\psi$
z	$\sin\vartheta\sin\varphi$	$\sin\vartheta\cos\varphi$	$\cos\vartheta$

(12′)

Die Permutationen 1, 2, 3
2, 3, 1
3, 1, 2
heißen die „geraden";
die Permutationen 1, 3, 2
2, 1, 3
3, 2, 1
die „ungeraden".

Dann ist

$$c_{pi}c_{qn}c_{rm}=\begin{cases}+\frac{1}{6}, \text{wenn beide Zahlentripel } p,q,r \\ \text{und } i,\ n,\ m \text{ gerade oder beide} \\ \text{ungerade Permutationen sind;} \\ -\frac{1}{6}, \text{ wenn von den Zahlen-} \\ \text{tripeln } p,\ q,\ r \text{ und } i,\ n,\ m \text{ die} \\ \text{eine eine gerade, die andere eine} \\ \text{ungerade Permutation ist;} \\ 0 \text{ in allen anderen Fällen.}\end{cases} \quad (19)$$

Setzt man die Werte (18) und (19) in (13) ein, so erhält man

$$\begin{aligned}\overline{\mathfrak{p}}_1=\mathfrak{E}_1\sum_{j=1}^{3s}\frac{1}{\omega_j^2-\omega^2}\cdot\frac{1}{3}(l_1^{(j)x}+l_2^{(j)x}+l_3^{(j)x})+ \\ (\mathfrak{E}_2\alpha_3-\mathfrak{E}_3\alpha_2)\sum_{j=1}^{3s}\frac{1}{\omega_j^2-\omega^2}\cdot\frac{1}{6}(l_1^{(j)}(l_{23}^{(j)}-l_{32}^{(j)}) \\ +l_2^{(j)}(l_{31}^{(j)}-l_{13}^{(j)})+l_3^{(j)}(l_{12}^{(j)}-l_{21}^{(j)}), \\ \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \\ \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\end{aligned} \quad (20)$$

Wir führen nun 2 Reihen von Vektoren $\mathfrak{L}^{(j)}$, $\mathfrak{M}^{(j)}$ ein, deren Komponenten folgendermaßen definiert sind:

$$\begin{aligned}\mathfrak{L}_x^{(j)}&=\sum_{k=1}^{s}\alpha_{kj}\varepsilon_k, & \mathfrak{M}_x^{(j)}&=\sum_{k=1}^{s}(Y_k\gamma_{kj}-Z_k\beta_{ij})\varepsilon_k, \\ \mathfrak{L}_y^{(j)}&=\sum_{k=1}^{s}\beta_{kj}\varepsilon_k, & \mathfrak{M}_y^{(j)}&=\sum_{k=1}^{s}(Z_k\alpha_{kj}-X_k\gamma_{kj})\varepsilon_k, \\ \mathfrak{L}_z^{(j)}&=\sum_{k=1}^{s}\gamma_{kj}\varepsilon_k, & \mathfrak{M}_z^{(j)}&=\sum_{k=1}^{s}(X_k\beta_{kj}-Y_k\alpha_{kj})\varepsilon_k.\end{aligned} \quad (21)$$

$\mathfrak{L}^{(j)}$ kann man als die Amplitude des elektrischen Moments, $\mathfrak{M}^{(j)}$ als die Amplitude des elektrischen Drehmoments bei der freien Schwingung ω_j bezeichnen.

Ferner setzen wir

$$\varepsilon=1+\frac{N}{3}\sum_{j=1}^{3s}\frac{|\mathfrak{L}^{(j)}|^2}{\omega_j^2-\omega^2}, \quad (22)$$

$$\varrho=\frac{N\pi}{3\lambda}\sum_{j=1}^{3s}\frac{(\mathfrak{L}^{(j)},\mathfrak{M}^{(j)})}{\omega_j^2-\omega^2}. \quad (23)$$

Dann erhalten wir:

$$\mathfrak{P}=(\varepsilon-1)\mathfrak{E}+i\varrho[\mathfrak{n},\mathfrak{E}]. \quad (24)$$

Also bedeutet ε die Dielektrizitätskonstante und ϱ den Parameter der optischen Aktivität.

§ 3. Mit diesem Resultate kombinieren wir die Maxwellschen Gleichungen. Eine derselben besagt, daß der Vektor

$$\mathfrak{D}=\mathfrak{E}+\mathfrak{P} \quad (25)$$

bei einer ebenen Welle transversal schwingt; es ist also

$$(\mathfrak{n},\mathfrak{D})=(\mathfrak{n},\mathfrak{E})+(\mathfrak{n},\mathfrak{P})=0. \quad (26)$$

Multiplizieren wir andererseits (24) skalar mit $\mathfrak{n}$, so folgt

$$(\mathfrak{n},\mathfrak{P})=(\varepsilon-1)(\mathfrak{n},\mathfrak{E}),$$

und da nach (22) ε nicht identisch verschwindet, so folgt

$$(\mathfrak{n},\mathfrak{P})=(\mathfrak{n},\mathfrak{E})=0, \quad (27)$$

d. h. auch $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{P}$ schwingen transversal.

Zweitens liefern die Maxwellschen Gleichungen die Beziehung

$$\mathfrak{D}=n^2\mathfrak{E}, \quad (28)$$

wo

$$n=\frac{2\pi c}{\lambda\omega} \quad (29)$$

der Brechungsindex ist. In Verbindung mit (24) und (25) folgt daraus:

$$(n^2-\varepsilon)\mathfrak{E}+i\varrho[\mathfrak{n},\mathfrak{E}]=0. \quad (30)$$

Nun legen wir das Koordinatensystem so, daß die z-Achse der Wellennormale parallel wird; dann ist $\alpha=0$, $\beta=0$, $\gamma=1$, und wir erhalten

$$\begin{aligned}(n^2-\varepsilon)\mathfrak{E}_x-i\varrho\mathfrak{E}_y&=0, \\ i\varrho\mathfrak{E}_x+(n^2-\varepsilon)\mathfrak{E}_y&=0, \\ \mathfrak{E}_z&=0.\end{aligned} \quad (31)$$

Die ersten beiden Gleichungen haben zwei Lösungen:

$$\begin{aligned}n^2&=\varepsilon+\varrho, & \mathfrak{E}_x&=i\mathfrak{E}_y, \\ n^2&=\varepsilon-\varrho, & \mathfrak{E}_x&=-i\mathfrak{E}_y.\end{aligned} \quad (32)$$

Mithin pflanzen sich zwei zirkulare transversale Wellen mit den beiden Brechungsindizes

$$n_1=\sqrt{\varepsilon+\varrho}, \quad n_2=\sqrt{\varepsilon-\varrho} \quad (33)$$

fort. Die zirkulare Doppelbrechung beträgt also

$$n_1-n_2=\frac{\varrho}{\sqrt{\varepsilon}}, \quad (34)$$

und die Drehung der Polarisationsebene auf die Längeneinheit:

$$\vartheta=\frac{\omega}{2c}(n_1-n_2)=\frac{\omega\varrho}{2c\sqrt{\varepsilon}}. \quad (35)$$

Wir betrachten nun das Verhalten der für die optische Aktivität maßgebenden Größe ϱ an den Eigenfrequenzen.

Die Zähler der Partialbrüche von ϱ,

$$(\mathfrak{L}^{(j)},\mathfrak{M}^{(j)}),$$

brauchen nicht notwendig positiv zu sein wie die von ε, sondern können negativ oder Null sein; das hängt davon ab, ob die Vektoren $\mathfrak{L}^{(j)}$ und $\mathfrak{M}^{(j)}$ einen spitzen oder stumpfen Winkel einschließen oder aufeinander senkrecht stehen. Daher kann der Einfluß einer bestimmten Eigenfrequenz anomale Dispersion der Drehung der Polarisationsebene in einem großen Teile des Spektrums bewirken, und eine Eigenfrequenz, die bei der Darstellung des Brechungsindex durchaus nötig ist, kann auf die Drehung der Polarisationsebene überhaupt ohne Einfluß sein. Beide Fälle sind beobachtet.

§ 4. In der gewöhnlichen Dispersionstheorie betrachtet man die schwingungsfähigen Elektronen und Ionen als voneinander unabhängig. Man wird daher die Frage aufwerfen, ob ein Molekül überhaupt optisch aktiv ist, wenn seine geladenen Partikel Schwingungen um feste Gleichgewichtslagen ausführen können und nicht miteinander mechanisch gekoppelt sind. Es sei etwa das erste Partikel, von der Masse m_1 und der Ladung ε_1, mit den übrigen Partikeln nicht gekoppelt; der Allgemeinheit wegen nehmen wir an, es sei an seine Gleichgewichtslage anisotrop quasielastisch gebunden.

Dann bilden die normierten orthogonalen Eigenschwingungen ein Schema der Form:

	ω_1	ω_2	ω_3	ω_4	ω_5	ω_6	ω_7	$\cdots$	ω_{3s}
U_1	α_{11}	α_{12}	α_{13}	0	0	0	0	$\cdots$	0
V_1	β_{11}	β_{12}	β_{13}	0	0	0	0	$\cdots$	0
W_1	γ_{11}	γ_{12}	γ_{13}	0	0	0	0	$\cdots$	0
U_2	0	0	0	α_{24}	α_{25}	α_{26}	α_{27}	$\cdots$	$\alpha_{2,3s}$
V_2	0	0	0	β_{24}	β_{25}	β_{26}	β_{27}	$\cdots$	$\beta_{2,3s}$
W_2	0	0	0	γ_{24}	γ_{25}	γ_{26}	γ_{27}	$\cdots$	$\gamma_{2,3s}$
U_3	0	0	0	α_{34}	α_{35}	α_{36}	α_{37}	$\cdots$	$\alpha_{3,3s}$
..	—	—	—	—	—	—	—	—	—
:	—	—	—	—	—	—	—	—	—
W_s	0	0	0	γ_{s4}	γ_{s5}	γ_{s6}	γ_{s7}	$\cdots$	$\gamma_{s\,3s}$

Folglich wird nach (21)

$$\mathfrak{L}_x^{(1)} = \alpha_{11}\varepsilon_1, \quad \mathfrak{M}_x^{(1)} = (Y_1\gamma_{11} - Z_1\beta_{11})\varepsilon_1,$$
$$\mathfrak{L}_y^{(1)} = \beta_{11}\varepsilon_1, \quad \mathfrak{M}_y^{(1)} = (Z_1\alpha_{11} - X_1\gamma_{11})\varepsilon_1,$$
$$\mathfrak{L}_z^{(1)} = \gamma_{11}\varepsilon_1, \quad \mathfrak{M}_z^{(1)} = (X_1\beta_{11} - Y_1\alpha_{11})\varepsilon_1;$$

die beiden Vektoren $\mathfrak{L}^{(1)}$ und $\mathfrak{M}^{(1)}$ stehen also aufeinander senkrecht:

$$(\mathfrak{L}^{(1)}, \mathfrak{M}^{(1)}) = 0.$$

Dasselbe gilt offenbar für $\mathfrak{L}^{(2)}$, $\mathfrak{M}^{(2)}$ und $\mathfrak{L}^{(3)}$, $\mathfrak{M}^{(3)}$.

Wenn ein Partikel mit den übrigen nicht mechanisch gekoppelt ist, so trägt es nichts zur optischen Aktivität bei.

Näherungsweise werden die Ionen wegen ihrer relativ großen Masse unabhängig voneinander und von den Elektronen schwingen; daraus folgt, daß die Ionenschwingungen (ultrarote Frequenzen) keine merklichen Beiträge zur Drehung liefern, was durchaus von der Erfahrung bestätigt wird.

Der Beitrag solcher ungekoppelter Partikel zur Dispersion der Brechung entspricht genau dem Ansatze der gewöhnlichen Dispersionstheorie. Denn aus den Bedingungen (2) folgt in diesem Falle z. B. für die erste Schwingung:

$$|\mathfrak{L}^{(1)}|^2 = \frac{\varepsilon_1^2}{m_1}.$$

Zur Erklärung der optischen Aktivität der asymmetrischen Kohlenstoffverbindungen genügt also weder die Annahme asymmetrischer Lage der schwingungsfähigen Partikeln an den Ecken des tetraederförmigen Kohlenstoffatoms, noch die Voraussetzung, daß jedes Partikel an seine Gleichgewichtslage mit andern Kräften gebunden ist. Vielmehr muß notwendigerweise eine wechselseitige Beeinflussung der Partikel vorhanden sein.

§ 5. Die Annahme solcher Koppelungen aber führt dazu, die Vorstellung von der mechanischen Natur des Moleküls überhaupt zu vertiefen. Bisher haben wir etwa die Anschauung zugrunde gelegt, daß das Molekül ein starres Gerüst sei, das an gewissen Stellen Kraftzentra trägt, um die die Partikel schwingen können. Man kommt der Wirklichkeit sicher näher, wenn man die Annahme eines solchen starren Gerüstes überhaupt fallen läßt und voraussetzt, daß die Partikel unter der Wirkung gewisser wechselseitiger Molekularkräfte Gleichgewichtslagen haben, um die sie schwingen können; dann sind Bindungskräfte und Koppelungskräfte überhaupt wesensgleich. In Wahrheit mag das Gleichgewicht selbst wieder kinetischer Natur sein, wie das die neueren Atomtheorien von Bohr[1]) und Debye[2]) verlangen; für kleine Abweichungen vom Gleichgewichte aber werden in jedem Falle Schwingungsgleichungen der Form (1) gelten. Nur haben jetzt die Koeffizienten $A_{kk'}$, ... gewissen Bedingungen zu genügen, die ausdrücken, daß bei einer gleichzeitigen starren Verschiebung aller Partikel auf keines von ihnen eine Kraft ausgeübt wird. Setzt man also

$$\left.\begin{aligned} U_k &= \xi + qZ_k - rY_k, \\ V_k &= \eta + rX_k - pZ_k, \\ W_k &= \zeta + pY_k - qX_k, \end{aligned}\right\} \qquad (36)$$

so müssen die rechten Seiten der Gleichungen (1) für beliebige Werte von ξ, η, ζ, p, q, r verschwinden. Das liefert die Bedingungen:

1) N. Bohr, Phil. Mag. Ser. 6, Vol. 26, Nr. 151, Juli 1913, p. 1; Nr. 158, Sept. 1913, p. 476; Vol. 27, Nr. 159, März 1914, p. 506; Nr. 107, Nov. 1913, p. 857.

2) P. Debye, Sitzungsber. d. kgl. Bayer. Ak. d. Wiss., Math.-phys. Kl., 9. Jan. 1915.

$$\left.\begin{aligned} \sum_{k'} A_{kk'} = 0, \quad \sum_{k'} E_{kk'} = 0, \\ \sum_{k'} B_{kk'} = 0, \quad \sum_{k'} F_{kk'} = 0, \\ \sum_{k'} C_{kk'} = 0, \quad \sum_{k'} G_{kk'} = 0; \end{aligned}\right\} \tag{37}$$

$$\left.\begin{aligned} \sum_{k'} A_{kk'} Y_{k'} = \sum_{k'} G_{kk'} X_{k'}, \quad \sum_{k'} A_{kk'} Z_{k'} = \sum_{k'} F_{kk'} X_{k'}, \\ \sum_{k'} B_{kk'} Z_{k'} = \sum_{k'} E_{kk'} Y_{k'}, \quad \sum_{k'} B_{kk'} X_{k'} = \sum_{k'} G_{kk'} Y_{k'}, \\ \sum_{k'} C_{kk'} X_{k'} = \sum_{k'} F_{kk'} Z_{k'}, \quad \sum_{k'} C_{kk'} Y_{k'} = \sum_{k'} E_{kk'} Z_{k'}, \\ \sum_{k'} E_{kk'} X_{k'} = \sum_{k'} F_{kk'} Y_{k'} = \sum_{k'} G_{kk'} Z_{k'}. \end{aligned}\right\} \tag{38}$$

Wenn die potentielle Energie der Kräfte, die das Molekül zusammenhalten, nur von der relativen Lage der Partikel abhängt, müssen diese Gleichungen, die den Schwerpunkts- und den Flächensatz ausdrücken, von selbst erfüllt sein.

Es entsteht nun die Frage:

Welches ist das Molekül mit der geringsten Partikelzahl, das optisch aktiv ist?

Da die Fälle, daß die Partikelzahl 1 oder 2 beträgt, trivial sind, wollen wir annehmen, daß $s \geq 3$ ist.

Von den $3s$ Eigenschwingungen ω_j sind auf Grund der neuen Voraussetzungen über den Bau des Moleküls genau 6 gleich Null. Denn die Schwingungsgleichungen (1) sind wegen (37) und (38) erfüllt, wenn man $\omega = 0$ setzt und die U_k, V_k, W_k gleich einem der 6 Wertsysteme

	$\omega_1 = 0$,	$\omega_2 = 0$,	$\omega_3 = 0$,	$\omega_4 = 0$,	$\omega_5 = 0$,	$\omega_6 = 0$
U_1	a	0	0	0	$Z_1 f$	$-Y_1 g$
V_1	0	b	0	$-Z_1 e$	0	$X_1 g$
W_1	0	0	c	$Y_1 e$	$-X_1 f$	0
U_2	a	0	0	0	$Z_2 f$	$-Y_2 g$
V_2	0	b	0	$-Z_2 e$	0	$X_2 g$
W_2	0	0	c	$Y_2 e$	$-X_2 f$	0
U_3	a	0	0	0	$Z_3 f$	$-Y_3 g$
:	—	—	—	—	—	—
:	—	—	—	—	—	—
:	—	—	—	—	—	—
W_s	0	0	c	$Y_s e$	$X_s f$	0

(39)

wählt, wo a, b, c, e, f, g willkürliche Konstanten sind. Diese Größen aber erfüllen nicht die Bedingungen (2); man hat also statt ihrer geeignete lineare Kombinationen zu wählen. Das geschieht am einfachsten so, daß man das Koordinatensystem im Molekül geeignet wählt. Man lege den Nullpunkt in den Schwerpunkt und lasse die Koordinatenachsen mit den Hauptträgheitsachsen zusammenfallen. Führt man die gesamte Masse

$$m = \sum_k m_k \tag{40}$$

und die Hauptträgheitsmomente

$$\left.\begin{aligned} M_1 = \sum_k m_k (Y_k^2 + Z_k^2), \\ M_2 = \sum_k m_k (Z_k^2 + X_k^2), \\ M_3 = \sum_k m_k (X_k^2 + Y_k^2) \end{aligned}\right\} \tag{41}$$

ein und setzt

$$a = b = c = \frac{1}{\sqrt{m}}, \tag{39'}$$

$$e = \frac{1}{\sqrt{M_1}}, \quad f = \frac{1}{\sqrt{M_2}}, \quad g = \frac{1}{\sqrt{M_3}}, \tag{39''}$$

so bilden die Größen (39) ein (natürlich nicht vollständiges) System normierter orthogonaler Eigenschwingungen.

Jetzt berechnen wir die Vektoren $\mathfrak{L}^{(1)}$, $\mathfrak{L}^{(2)}$ $\dots$ $\mathfrak{L}^{(6)}$ und $\mathfrak{M}^{(1)}$, $\mathfrak{M}^{(2)}$, $\dots$ $\mathfrak{M}^{(6)}$.

Dabei ist zunächst zu beachten, daß das Molekül im ganzen neutral, also

$$\sum_k \varepsilon_k = 0 \tag{42}$$

ist.

Wir bezeichnen ferner mit $\mathfrak{p}$ das „natürliche" elektrische Moment des Moleküls, dessen Komponenten

$$\mathfrak{p}_x = \sum_k X_k \varepsilon_k, \quad \mathfrak{p}_y = \sum_k Y_k \varepsilon_k, \quad \mathfrak{p}_z = \sum_k Z_k \varepsilon_k \tag{43}$$

sind.

Ferner setzen wir

$$\left.\begin{aligned} K_1 = \sum_k \varepsilon_k (Y_k^2 + Z_k^2), \quad \Pi_1 = \sum_k \varepsilon_k Y_k Z_k, \\ K_2 = \sum_k \varepsilon_k (Z_k^2 + X_k^2), \quad \Pi_2 = \sum_k \varepsilon_k Z_k X_k, \\ K_3 = \sum_k \varepsilon_k (X_k^2 + Y_k^2), \quad \Pi_3 = \sum_k \varepsilon_k X_k Y_k. \end{aligned}\right\} \tag{44}$$

Das sind die Koeffizienten der Gleichung des Trägheitsellipsoids der elektrischen Ladungep, wobei als Koordinatensystem das System der

Hauptachsen des Trägheitsellipsoids der Massen gewählt ist.

Dann findet man:

$$\mathfrak{Q}^{(1)}=0,\quad \mathfrak{Q}^{(2)}=0,\quad \mathfrak{Q}^{(3)}=0;$$

$$\left.\begin{aligned}
&\mathfrak{Q}_x^{(4)}=0,\quad \mathfrak{Q}_x^{(5)}=\frac{\mathfrak{p}_z}{\sqrt{M_2}},\quad \mathfrak{Q}_x^{(6)}=-\frac{\mathfrak{p}_y}{\sqrt{M_3}},\\
&\mathfrak{Q}_y^{(4)}=-\frac{\mathfrak{p}_z}{\sqrt{M_1}},\quad \mathfrak{Q}_y^{(5)}=0,\quad \mathfrak{Q}_y^{(6)}=\frac{\mathfrak{p}_x}{\sqrt{M_3}},\\
&\mathfrak{Q}_z^{(4)}=\frac{\mathfrak{p}_y}{\sqrt{M_1}},\quad \mathfrak{Q}_z^{(5)}=-\frac{\mathfrak{p}_x}{\sqrt{M_2}},\quad \mathfrak{Q}_z^{(6)}=0;
\end{aligned}\right\}\tag{45}$$

$$\left.\begin{aligned}
&\mathfrak{M}_x^{(1)}=0,\quad \mathfrak{M}_x^{(2)}=-\frac{\mathfrak{p}_z}{\sqrt{m}},\quad \mathfrak{M}_x^{(3)}=\frac{\mathfrak{p}_y}{\sqrt{m}},\\
&\mathfrak{M}_y^{(1)}=\frac{\mathfrak{p}_z}{\sqrt{m}},\quad \mathfrak{M}_y^{(2)}=0,\quad \mathfrak{M}_y^{(3)}=-\frac{\mathfrak{p}_x}{\sqrt{m}},\\
&\mathfrak{M}_z^{(1)}=-\frac{\mathfrak{p}_y}{\sqrt{m}},\quad \mathfrak{M}_z^{(2)}=\frac{\mathfrak{p}_x}{\sqrt{m}},\quad \mathfrak{M}_z^{(3)}=0;
\end{aligned}\right\}\tag{46}$$

$$\left.\begin{aligned}
&\mathfrak{M}_x^{(4)}=\frac{K_1}{\sqrt{M_1}},\quad \mathfrak{M}_x^{(5)}=-\frac{\Pi_3}{\sqrt{M_2}},\quad \mathfrak{M}_x^{(6)}=-\frac{\Pi_2}{\sqrt{M_3}},\\
&\mathfrak{M}_y^{(4)}=-\frac{\Pi_3}{\sqrt{M_1}},\quad \mathfrak{M}_y^{(5)}=\frac{K_2}{\sqrt{M_2}},\quad \mathfrak{M}_y^{(6)}=-\frac{\Pi_1}{\sqrt{M_3}},\\
&\mathfrak{M}_z^{(4)}=-\frac{\Pi_2}{\sqrt{M_1}},\quad \mathfrak{M}_z^{(5)}=-\frac{\Pi_1}{\sqrt{M_2}},\quad \mathfrak{M}_z^{(6)}=\frac{K_3}{\sqrt{M_3}};
\end{aligned}\right\}\tag{46'}$$

Daraus folgt, daß die ersten drei Schwingungen von der Frequenz Null, die Translationen, weder zur Dielektrizitätskonstante ε, noch zum Drehungsparameter ϱ beitragen.

Ferner wird

$$\left.\begin{aligned}
|\mathfrak{Q}^{(4)}|^2&=\frac{\mathfrak{p}_y^2+\mathfrak{p}_z^2}{M_1},\\
|\mathfrak{Q}^{(5)}|^2&=\frac{\mathfrak{p}_z^2+\mathfrak{p}_x^2}{M_2},\\
|\mathfrak{Q}^{(6)}|^2&=\frac{\mathfrak{p}_x^2+\mathfrak{p}_y^2}{M_3};
\end{aligned}\right\}\tag{47}$$

$$\left.\begin{aligned}
(\mathfrak{Q}^{(4)},\mathfrak{M}^{(4)})&=\frac{\mathfrak{p}_z\Pi_3-\mathfrak{p}_y\Pi_2}{M_1},\\
(\mathfrak{Q}^{(5)},\mathfrak{M}^{(5)})&=\frac{\mathfrak{p}_x\Pi_1-\mathfrak{p}_z\Pi_3}{M_2},\\
(\mathfrak{Q}^{(6)},\mathfrak{M}^{(6)})&=\frac{\mathfrak{p}_y\Pi_2-\mathfrak{p}_x\Pi_1}{M_3}.
\end{aligned}\right\}\tag{48}$$

Setzen wir nun

$$\left.\begin{aligned}
\varkappa=\mathfrak{p}_x^2\left(\frac{1}{M_2}+\frac{1}{M_3}\right)+\mathfrak{p}_y^2\left(\frac{1}{M_3}+\frac{1}{M_1}\right)\\
+\mathfrak{p}_z^2\left(\frac{1}{M_1}+\frac{1}{M_2}\right),
\end{aligned}\right\}\tag{49}$$

$$\left.\begin{aligned}
\sigma=\mathfrak{p}_x\Pi_1\left(\frac{1}{M_2}-\frac{1}{M_3}\right)+\mathfrak{p}_y\Pi_2\left(\frac{1}{M_3}-\frac{1}{M_1}\right)\\
+\mathfrak{p}_z\Pi_2\left(\frac{1}{M_1}-\frac{1}{M_2}\right),
\end{aligned}\right\}\tag{50}$$

so erhalten wir:

$$\varepsilon=1+\frac{N}{3}\left(-\frac{\varkappa}{\omega^2}+\sum_{j=7}^{3s}\frac{|L^{(j)}|^2}{\omega_j^2-\omega^2}\right),\tag{51}$$

$$\varrho=\frac{N\pi}{3\lambda}\left(-\frac{\sigma}{\omega^2}+\sum_{j=7}^{3s}\frac{(L^{(j)},M^{(j)})}{\omega_j^2-\omega^2}\right).\tag{52}$$

Für Moleküle ohne natürliches elektrisches Moment sind $\varkappa$ und σ gleich Null. Debye[1]) hat nachgewiesen, daß es Moleküle mit elektrischem Momente gibt. Aber auch für diese sind im optischen Gebiete die Glieder mit $\varkappa$ und σ durchaus zu vernachlässigen; bei der Einstellung des Moleküls im Felde spielt die Trägheit, die wir hier allein berücksichtigt haben, gar keine Rolle gegenüber andern Einflüssen, nämlich den Zusammenstößen, die das Molekül infolge der Wärmebewegung erleidet. Debye hat diese Umstände eingehend untersucht. Hier können wir also die Glieder mit $\varkappa$ und σ fortlassen. Es sei nun α_{kj}, β_{kj}, γ_{kj} $(j=7,8,\cdots 3s)$ eine eigentliche Eigenschwingung; dann folgt durch Kombination mit einer der Lösungen (39) aus den Bedingungen (2), daß

$$\left.\begin{aligned}
\sum_k m_k\alpha_{kj}=0,\quad \sum_k m_k(Y_k\gamma_{kj}-Z_k\beta_{kj})=0,\\
\sum_k m_k\beta_{kj}=0,\quad \sum_k m_k(Z_k\alpha_{kj}-X_k\gamma_{kj})=0,\\
\sum_k m_k\gamma_{kj}=0,\quad \sum_k m_k(X_k\beta_{kj}-Y_k\alpha_{kj})=0
\end{aligned}\right\}\tag{53}$$

ist.

Wir betrachten nun den einfachsten Fall, auf den unsere Überlegungen Anwendung finden, nämlich den eines Moleküls, das aus 3, nicht in einer Geraden liegenden Partikeln besteht. Dann ist die Ebene dieser drei Partikel eine Hauptträgheitsebene; wir können also

$$Z_1=Z_2=Z_3=0$$

setzen. Dann liefern die Gleichungen (53):

$$\left.\begin{aligned}
m_1\gamma_{1j}+m_2\gamma_{2j}+m_3\gamma_{3j}=0,\\
m_1X_1\gamma_{1j}+m_2X_2\gamma_{2j}+m_3X_3\gamma_{3j}=0,\quad (j=7,8,9)\\
m_1Y_1\gamma_{1j}+m_2Y_2\gamma_{2j}+m_3Y_3\gamma_{3j}=0,
\end{aligned}\right.$$

und da die Determinante

$$\begin{vmatrix} 1 & 1 & 1\\ X_1 & X_2 & X_3\\ Y_1 & Y_2 & Y_3 \end{vmatrix}$$

---

1) P. Debye, diese Zeitschr. **13**, 97, 1912; Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 777, 1913.

nach unserer Annahme nicht Null ist, so folgt:

$$\gamma_{1j} = \gamma_{2j} = \gamma_{3j} = 0, \quad (j = 7, 8, 9),$$

d. h. die freien Schwingungen vollziehen sich in der Ebene der Partikel, wie ja auch die Anschauung lehrt.

Folglich erhält man:

$$\begin{aligned} \mathfrak{L}_x^{(j)} &= \sum_k \alpha_{kj} \varepsilon_k, & \mathfrak{M}_x^{(j)} &= 0, \\ \mathfrak{L}_y^{(j)} &= \sum_k \beta_{kj} \varepsilon_k, & \mathfrak{M}_y^{(j)} &= 0, \\ \mathfrak{L}_z^{(j)} &= 0, & \mathfrak{M}_z^{(j)} &= \sum_k (X_k \beta_{kj} - Y_k \alpha_{kj}) \varepsilon_k, \end{aligned} \qquad (j = 7, 8, 9)$$

also

$$(L^{(j)}, \mathfrak{M}^{(j)}) = 0, \quad (j = 7, 8, 9).$$

Ein aus drei Partikeln bestehendes Molekül ist nicht optisch aktiv.

Jedes Molekül, das aus mehr als drei Partikeln besteht, wird optisch aktiv sein, wenn es nicht zu viele Symmetrien besitzt.

Das einfachste Modell eines optisch aktiven Moleküls ist ein asymmetrisches Tetraeder. In der Tat haben die Chemiker die Gewohnheit, die drehenden Kohlenstoffverbindungen unter dem Bilde eines Tetraeders vorzustellen, an dessen vier Ecken verschiedene Atomgruppen sitzen. Allerdings hat man da einen mechanisch wesentlich verwickelteren Fall; denn die vier Atomgruppen an den Ecken des Tetraeders schwingen nicht selbst unter der Wirkung des Lichtes, sondern tragen schwingungsfähige Elektronen, die auf die Lichtwelle ansprechen.

(Eingegangen 1. Juli 1915.)

Energiemessungen an Röntgenstrahlen.

(Aus dem Laboratorium der Veifa-Werke; Direktor Friedrich Dessauer, Frankfurt a. M. Mitteilung Nr. 2.[1])

Von B. Winawer und St. Sachs.

1. Einleitung. In der letzten Entwicklung der Röntgentechnik tritt die Bestrahlung bösartiger Geschwülste mehr und mehr in den Vordergrund. Bei dieser therapeutischen Anwendung der Röntgenstrahlen ist es von großer Wichtigkeit, die mittlere Energie der Strahlungsquelle (der Röntgenröhre), von welcher die Dosis dieses Medikamentes direkt abhängig ist, zu kennen. Man hat bis jetzt in der Praxis kein einfaches und zuverlässiges Verfahren, um die mittlere Energie zu bestimmen und trotzdem müßte sie von Fall zu Fall gemessen werden, weil sie sogar bei einer und derselben Röhre und bei einer und derselben Apparatur je nach der Betriebsweise, Belastung usw. in sehr weiten Grenzen variiert werden kann. Die Praxis benutzt zur Messung der Energie meistens die chemische Wirkung der Röntgenstrahlen. Als Maß wird eine Schwärzung des photographischen Papiers oder eine Verfärbung des Bariumplatincyanürs angenommen und die Energie in X-Einheiten[1]) oder in H-Einheiten[2]) angegeben. Beide Methoden geben stark voneinander abweichende Resultate, je nach der Härte der Strahlung, deren Intensität gemessen wird.[3]) Die erstere der beiden Methoden, die jetzt am häufigsten angewandt wird, benutzt eine Einheit, die von vielen in ihrer Gesamtheit schwer reproduzierbaren Faktoren abhängt (es muß ein bestimmtes Papier, ein bestimmter Entwickler benutzt werden, außerdem muß die Zeit der Entwicklung und die Temperatur eine bestimmte sein). Dabei muß man in Betracht ziehen, daß Silber und auch Brom gewisse Wellenlängen selektiv absorbieren, daß also die Schwärzung des Papiers bei gewissen Strahlungshärten anormal groß wird. Die Einwirkung auf das photographische Papier ist überhaupt keine einfache Funktion der Strahlungsintensität. Verhältnismäßig viel einfacher und einwandfreier gestaltet sich die Messung der Dosis bei Anwendung der Radiumpräparate. Man gibt die Größe der applizierten Energie in mg-Stunden an. Es wird die Stärke des Radiumpräparates mit der Zeit seiner Einwirkung multipliziert. Ein quantitativer Vergleich zwischen den beiden Angaben — Anzahl X- und mg-Stunden — ist, wie leicht einzusehen, nicht gut möglich.

Nicht nur aus praktischen, sondern auch aus rein physikalischen Gründen schien es interessant, ein einfaches Verfahren auszuarbeiten, welches erlauben würde, die Energie der Röntgenstrahlen absolut und nicht in willkürlich gewählten Einheiten zu messen, ein Verfahren, welches auch gleichzeitig die bei Radium- und bei Röntgenstrahlen applizierten Quantitäten zu vergleichen gestattete. Die einfachste Methode schien gleich die folgende zu sein: Die Energie der X-Strahlen einer Röntgenröhre mit der Gamma-Strahlenenergie eines Radiumpräparates elektroskopisch zu vergleichen, mit anderen Worten, das Radiumäquivalent einer Röntgenstrahlung zu suchen. Die elektroskopische Messung bietet keine Schwierigkeiten, ein

1) Nr. 1: diese Zeitschr. 15, 895, 1914.

1) Nach Kienböck.
2) Nach Holzknecht.
3) Vgl. Holzknecht, Röntgen-Taschenbuch, 6, 91, 1914.

Radiumpräparat als „Etalon der Energie" ist praktisch unveränderlich und jetzt in den meisten Instituten, Kliniken usw. vorhanden. Die ersten Versuche zeigten, daß, so einfach der Gedanke auch war, seine Ausführung auf gewisse Schwierigkeiten stößt und daß die Methode eine gewisse Vorarbeit erfordert, wenn sie für die Energie der X-Strahlen die wahren Radiumäquivalente ergeben soll. Es zeigte sich nämlich folgendes: Wenn man ein Radiumpräparat mit einer Röntgenröhre im gewöhnlichen Metallelektroskop, wie es z. B. zur Messung der Absorption der Röntgenstrahlen benutzt wurde[1]), vergleicht, und aus dem Verhältnis der Ionenströme auf die Energie schließt, so bekommt man für die Energie der Röhre eine sehr große, offenbar stark übertriebene Zahl. Das Resultat wird zugunsten des weicheren Strahlers (der Röhre) gefälscht. Der Grund hierfür ist ersichtlich. Von der Strahlung der Röhre wird mehr im Elektroskop absorbiert wie von der Strahlung des Radiums, man vergleicht also einen großen Bruchteil der Energie des einen Strahlers mit dem kleineren Bruchteil der Energie des anderen. Außerdem ist es die an den Wänden des Elektroskopes erzeugte Sekundärstrahlung, welche das Resultat des Vergleichs zugunsten des weicheren Strahlers verschiebt. Die von den X-Strahlen erzeugten Sekundärstrahlen haben viel kleinere Geschwindigkeiten, als die von der γ-Strahlung herrührenden. Es ändert sich aber die Absorbierbarkeit der β-Strahlen ganz rapid mit ihrer Geschwindigkeit. Wir entnehmen einer Tabelle, welche bei Rutherford-Marx[2]) abgedruckt ist, folgende Zahlen:

der Geschwindigkeit der β-Strahlen $2{,}9 \times 10^{10}$ cm/sek. entspricht $\mu_{Al} = \mathbf{4{,}7}$
„ „ „ „ „ „ $2{,}0 \times 10^{10}$ „ „ „ „ „ $= \mathbf{55{,}5}$

Da anzunehmen ist, daß die Geschwindigkeiten der von X-Strahlen erzeugten Sekundärstrahlen näher bei den Geschwindigkeiten langsamer β-Strahlen der Tabelle liegen, so kann man aus diesen Zahlen schließen, daß, während die von den X-Strahlen erzeugte Sekundärstrahlung im Luftraum des Elektroskops fast vollkommen absorbiert wird, es bei der mehr durchdringenden Sekundärstrahlung des Radiums nicht der Fall ist. Will man die beiden verschiedenen Strahler elektroskopisch vergleichen, so muß man zuerst den Einfluß der Metallwände des Elektroskopes eliminieren. Der Vergleich muß in einem „Luftelektroskop" geschehen, in welchem die Ionen nur bei direkter Absorption der eintreffenden Strahlen in Luft gebildet werden.

1) B. Winawer, diese Zeitschr. **15**, 942, 1914.
2) Rutherford, Radioaktive Substanzen und ihre Strahlungen. Leipzig 1913. S. 200.

Ein derartiges Elektroskop hat Eve[1]) angegeben. Er zeigte, daß die Emission der Wände ein Volumeffekt ist. Je dünner die Wände, desto weniger absorbieren sie von der einfallenden Strahlung und desto kleiner ist ihr Einfluß auf die Ionenerzeugung. Eve benutzte als Elektroskop ein Stahlnadelngerüst, welches mit dünner Aluminiumfolie ausgeklebt war. Mit Hilfe dieses Elektroskopes hat er das Verhältnis der Energie der γ- und der β-Strahlung des Radiums bestimmt und trotzdem bei seinen Versuchen die beiden zu vergleichenden Strahlungen so grundverschieden waren, hat er mit anderen, auf kalorimetrischem Wege gewonnenen Resultaten gute Übereinstimmung erhalten. Es war naheliegend, auch die X- und die γ-Strahlen in einem Eveschen Luftelektroskop zu vergleichen. Es läßt sich ohne Schwierigkeit aus dem in einem solchen Elektroskop beobachteten Verhältnis der Ionenströme auf die wahren Intensitäten der beiden Strahler schließen. Ist das Verhältnis der im Luftelektroskop beobachteten Ionenströme $\frac{i_x}{i_{Ra}} = a$ wobei i_x der mit der Röhre und i_{Ra} mit Radium als Strahler beobachtete Ionenstrom ist, dann ist

$$\frac{J_x\,(1 - e^{-\mu_x \cdot d})}{J_{Ra}\,(1 - e^{-\mu_{Ra} \cdot d})} = a.$$

Hier bedeuten

J_x, J_{Ra} die wahren Intensitäten der Röhre bzw. des Radiums,
μ_x, μ_{Ra} die Absorptionskoeffizienten in Luft,
d die Schichtdicke der im Elektroskop eingeschlossenen Luft.

Die Gleichung besagt, daß das Verhältnis der Ionenströme dem Verhältnis der im Luftraum des Elektroskops absorbierten Energien gleich ist, wie das Eve für γ- und β-Strahlen angenommen hat. Daraus läßt sich J_x berechnen, wenn die Koeffizienten μ bekannt sind. Im folgenden ist die so bestimmte und in äqu. Zahl mg Radium ausgedrückte Intensität der X-Strahlung als die wahre Intensität bezeichnet. Der Vergleich zwischen einem Radiumpräparat und einer Röhre wurde in einem nach Angaben von Eve gebauten Elektroskop ausgeführt. Die Wände bestanden aus dünnem Papier, welches mit Bleistift angestrichen oder mit Bronze, wie sie zum Vergolden der Gipsgegenstände benützt wird, bedeckt war; bei späteren Versuchen

1) Eve, Phil. Mag. (6) **22**, 551, 1911.

wurde das Papier mit dünnster Aluminiumfolie beklebt.

Es hat sich erwiesen, daß für die Energien einer Röntgenröhre auf dem hier beschriebenen Wege Werte ermittelt werden, die mit anderen Messungen (Messungen des Wärmeeffektes) in guter Übereinstimmung sind. Es hat sich auch gezeigt, daß in den meisten bei Anwendung harter X-Strahlen praktisch vorkommenden Fällen nur ein für dieses begrenzte Gebiet gültiger mittlerer Reduktionsfaktor bestimmt werden muß, durch welchen man das in einem gewöhnlichen Bleielektroskop bestimmte Radiumäquivalent einer Röntgenröhre zu dividieren braucht, um die wahre Intensität einer Röhre zu bekommen. Dieser Faktor gilt nur für das gegebene Elektroskop und ist von seiner Form, Volumen usw. abhängig. Ist ein solcher Reduktionsfaktor ermittelt, so gestaltet sich die Messung der Energie einer Röntgenröhre äußerst einfach. Man vergleicht die Ionenmengen(-Ströme), welche in gut gegen Störungen geschütztem Metallelektroskop von der Röhre und von einem Radiumpräparat erzeugt werden, berechnet daraus eine scheinbare Intensität der Röhre, dividiert die so erhaltene Zahl durch den Reduktionsfaktor und bekommt dann die wahre Intensität der Röhre.[1]) In den folgenden Paragraphen sind die Messungen näher beschrieben. Die Beobachtungen sind in Gemeinschaft mit St. Sachs ausgeführt worden. (B. W.)

2. Das Metall- und das Luftelektroskop. Bei elektroskopischen Beobachtungen mit Röntgenstrahlen ist es vor allem notwendig, die Störungen durch die im Zimmer erzeugten diffusen Sekundärstrahlen zu vermeiden. Bei freihängender Röhre ist die Beobachtung nur dann möglich, wenn das Elektroskop allseitig, ausgenommen die Vorderwand (Einfallspforte der Röntgenstrahlen), mit Bleiblech geschützt wird. Es ergibt sich dann eine Form des Blättchenelektroskopes, wie sie bereits früher beschrieben wurde: Ein Bleikasten (10×10×10 cm), dessen Vorderwand auswechselbar ist (bei unseren Versuchen meistens 2 mm dickes Aluminiumblech). Um auch mit dem dünnwandigen Eveschen Elektroskop arbeiten zu können, mußte man, umgekehrt, die Röhre in einer allseitig mit Blei ausgekleideten Kiste unterbringen. An der Vorderwand der Kiste war ein Fenster vorhanden, welches so dimensioniert war, daß die Strahlen in einem möglichst schmalen, das Elektroskop gerade noch ganz durchsetzenden Kegel sich ausbreiteten; an diesem Fenster wurden Aluminiumfilter (7 bis 12 mm) angebracht. Aus technischen Gründen konnte nur eine weiche Röhre bei den Messungen verwendet werden, — eine harte würde durch die Nähe der Metallwände zu sehr gefährdet. Es ist auch für die Messungen vorteilhaft, eine weiche Röhre zu benutzen, weil sie viel leichter längere Zeit konstant zu erhalten ist. Außerdem läßt sich ihre Intensität durch passende Filter stark reduzieren, und somit mit dem schwachen Radiumpräparat, welches zur Verfügung stand, besser vergleichen. Mit einer Veifa-Wasserkühlröhre wurden die ersten Versuche ausgeführt, und zwar in folgender Weise: Etwa 180 cm von der Antikathode der Röhre wurde das Metallelektroskop aufgestellt und der Rückgang des Blättchens bei schwacher Belastung und starker Filtration beobachtet. Dieselbe Beobachtung wurde mit Radium (1,2 mg Radiummet.), welches sich in einer Entfernung von 40 und dann 50 cm befand, ausgeführt.

Das Metallelektroskop wurde dann durch das Evesche Luftelektroskop ersetzt und die beiden Beobachtungen, in denselben Entfernungen, mit der Röhre und mit Radium wiederholt. In der nebenstehenden Tabelle I sind zwei Versuchsreihen als Beispiel angeführt.

In der Tabelle gibt die Kolumne 3 den Massenabsorptionskoeffizienten der Strahlung in Aluminium an, Kolumne 4 und 5 die scheinbaren Intensitäten der Röhre, wie sie sich durch Vergleich mit Radium in einem Metall- und einem Luftelektroskop ergeben. Der Koeffizient A hängt von dem Abstand des Präparates und der Röhre und von der Stärke des Präparates ab. Es ist bei den oben angeführten Versuchen

$$A = \frac{186^2}{40^2} \cdot 1{,}2 = 26{,}0.$$

Der Vergleich der Kolumne 4 und 5 zeigt, daß die Intensität der Röhre durch den Einfluß der Wände im Bleielektroskop stark vergrößert erscheint. Würde man in einem solchen Elektroskop die Intensität der Röhre aus dem Verhältnis der Ionenströme bestimmen, so würde man z. B. $34 \cdot A$ mg Ra als Äquivalent einer Strahlung bekommen, im Luftelektroskop dagegen nur $7{,}4 \cdot A$, also 4,6 mal weniger (Zeile I). Die Kolumne 6 gibt den Reduktionsfaktor C_1 an. Er zeigt, wie stark die scheinbare Intensität der X-Strahlen in unserem Metallelektroskop gegenüber der in einem Luftelektroskop beobachteten vergrößert wird. Wie bereits in der Einleitung bemerkt worden ist, kann man aus der Zahl der Kolumne 4 die „wahre Intensität" der Strahlung ausrechnen, wenn die Absorptionskoeffizienten μ_x und μ_{Ra} in Luft bekannt sind.

1) Bei unseren Versuchen wurde sie immer in der Hauptrichtung (Richtung der „reflektierten Kathodenstrahlen") gemessen.

Tabelle I.

Intensität einer weichen Röhre im Metall- und im Luftelektroskop.

	1 Belastung	2 Filtration	3 Koeffizient $[\mu/\varrho]_{Al}$	4 Intensität $\mathcal{J}_{\text{Luftel.}}$	5 Intensität $\mathcal{J}_{\text{Bleiel.}}$	6 Faktor C_1
I.	a) 0,6 *MA*	7 mm *Al*	0,5	7,4 · *A* mg *Ra*	34 · *A* mg *Ra*	4,6
II.	a) 0,6 „	12 „ „	0,40	2,6 · „ „ „	15 · „ „ „	5,8
III.	a) 1,0 „	12 „ „	0,36	4,0 · „ „ „	23,5 · „ „ „	5,9
IV.	b) 0,6 „	12 „ „	0,49	2,8 · „ „ „	15 · „ „ „	5,4
V.	b) 1,0 „	12 „ „	0,42	4,9 · „ „ „	28 · „ „ „	5,7

3. Der Absorptionskoeffizient der X- und der γ-Strahlen in Luft. Die Absorption der Radiumstrahlen in Luft ist von Chadwick[1]) untersucht und der Koeffizient μ/ϱ in Luft zu 0,048 bzw. 0,046 bestimmt worden. Der Absorptionskoeffizient der Röntgenstrahlen kann naturgemäß nicht mit derselben Genauigkeit angegeben werden. Er variiert stark je nach den Versuchsbedingungen. Es läßt sich aber aus den eingehenden Untersuchungen von Benoist[2]) über die Absorption der Röntgenstrahlen schließen, daß der Massenabsorptionskoeffizient μ/ϱ für Luft äußerst nahe an dem Massenabsorptionskoeffizienten für Wasser liegen muß. Aus den Versuchen von Benoist geht hervor, daß der Koeffizient μ/ϱ für verschiedene Elemente unabhängig von dem Zustand oder der chemischen Bindung des Elements ist. Die Koeffizienten μ/ϱ für verschiedene Elemente liegen auf einer stetigen Kurve. Da für die Absorption des Wassers Sauerstoff maßgebend ist, für die Absorption der Luft Sauerstoff und der seinem Atomgewicht nach benachbarte Stickstoff, so ist die Schlußfolgerung berechtigt, daß Wasser und Luft beinahe den gleichen Massenabsorptionskoeffizienten besitzen. Wir haben diese Annahme für eine weiche Röntgenstrahlung (μ/ϱ Aluminium = 0,6) geprüft. Ein Dewar-Gefäß wurde vor das Fenster des Elektroskops gestellt und zuerst mit flüssiger Luft, dann mit Wasser gefüllt. Es ergab sich, daß $[\mu/\varrho]$ Luft innerhalb der Fehlergrenzen gleich $[\mu/\varrho]$ Wasser ist. (Es wurde $[\mu/\varrho]$ Luft zu 0,3 und $[\mu/\varrho]$ Wasser zu 0,29 bestimmt.) Wir haben bei weiteren Versuchen angenommen, daß $[\mu/\varrho]$ Luft = $[\mu/\varrho]$ Wasser ist. Es wurde dann die Absorption im Wasser und Aluminium gemessen und eine Kurve aufgenommen, welche für die praktisch am häufigsten vorkommenden Härten der X-Strahlen die Abhängigkeit zwischen μ/ϱ in Wasser und Aluminium angibt (s. nebenstehende Kurve, Fig. 1). Als Abszissen sind die Koeffizienten in Aluminium, als Ordinaten die entsprechenden Werte für Wasser aufgetragen.

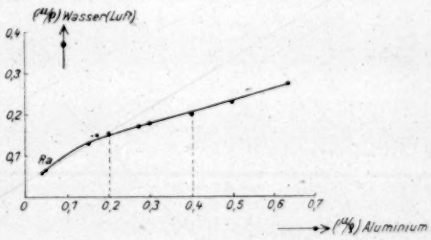

Fig. 1.

Die in der Röntgentherapie (Tiefentherapie) jetzt gebräuchlichen Strahlungshärten sind durch die beiden punktierten Linien angedeutet.

$$([\mu/\varrho]_{Al} = 0{,}20 \text{ bis } 0{,}40).$$

Aus dieser Kurve läßt sich entnehmen, daß bei Versuchen, deren Ergebnisse in Tabelle I angegeben sind, der Absorptionskoeffizient $[\mu/\varrho]$ Luft zwischen 0,25 (Versuch I) und 0,20 (Versuch III) enthalten war. Auf diese Weise sind die Absorptionskoeffizienten in Luft bestimmt und man kann aus den Zahlen der Kolumne 4 der vorigen Tabelle die wahren Intensitäten der Röhre, wie schon erwähnt, ausrechnen: die im Luftelektroskop beobachtete Intensität ist zu groß, sie ist C_2mal größer als die wahre, wobei

$$C_2 = \frac{1 - e^{-\mu_x d}}{1 - e^{-\mu_{Ra} d}} \text{ ist.}$$

Der Faktor C_2 wurde für verschiedene Absorptionskoeffizienten μ_x ausgerechnet. Man bekommt dann eine Kurve, wie sie in der Fig. 2 dargestellt ist. Aus dieser ist zu ersehen, daß, wenn z. B. die Strahlung die Härte $[\mu/\varrho]$ Luft = 0,3 hat, ihre Intensität im Luftelektroskop, durch Vergleich mit *Ra* bestimmt, 7mal größer als die wahre ist. Es ergibt sich dann für den in der Tabelle I zitierten Versuch I (erste Zeile) folgendes:

Strahlung mit dem Absorptionskoeffizienten $[\mu/\varrho]_{Al} = 0{,}5$
der Reduktionsfaktor $C_1 = 4{,}6$
„ „ $C_2 = 6$.

Das bedeutet, daß die in unserem Metallelektro-

1) Chadwick, Proc. Phys. Soc. **24**, 152, 1912.
2) Benoist, Journ. de Phys. (3) **10**, 653, 1901.

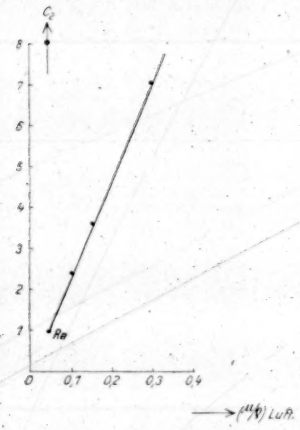

Fig. 2.

skop beobachtete Intensität $6 \cdot 4.6\,\text{mal} = 28\,\text{mal}$ zu groß ist. Das Produkt der beiden Faktoren C_1 und C_2 wird im folgenden als Reduktionsfaktor C bezeichnet. Eines der Hauptziele unserer Versuche war, diesen Faktor zu bestimmen.

4. Der Reduktionsfaktor C. Rechnet man für die in der Tabelle 1 angeführten Beispiele den Reduktionsfaktor C aus, so ergibt sich:

im 1. Fall $([\mu/\varrho]_{Al} = 0{,}50)$, $C = 28$
im 2. „ $([\mu/\varrho]_{Al} = 0{,}40)$, $C = 30$
im 3. „ $([\mu/\varrho]_{Al} = 0{,}36)$, $C = 28$
im 4. „ $([\mu/\varrho]_{Al} = 0{,}49)$, $C = 24$
im 5. „ $([\mu/\varrho]_{Al} = 0{,}42)$, $C = 23$.

Trotz der verschiedenen Strahlungshärten bleibt der Reduktionsfaktor C innerhalb der Fehlergrenzen der gleiche. Auch andere Versuche haben dieses Resultat ergeben. Wir haben für den Reduktionsfaktor C Werte bekommen, die im Mittel um die Zahl 26 liegen, mit verhältnismäßig geringen Abweichungen. Diese Zahl 26 ist in späteren Versuchen als der Wert des Reduktionsfaktors C angenommen. Bei Benutzung dieses Reduktionsfaktors ergab sich, daß eine weiche Röhre, die wir bei den Vorversuchen benutzten (Veifa-Wasserkühlröhre), schwach belastet (mit 0,6 Milliamp.) und mit Reformapparat betrieben, etwa 0,4 g Radium äquivalent ist. Wie ein Vergleich mit anderen Beobachtern zeigte, ist diese Zahl, wenigstens der Größenordnung nach, richtig.

5. Vergleich mit anderen Beobachtern. Die Energie der Röntgenstrahlen wurde in einer bekannten Arbeit von W. Wien[1]) untersucht. Wien bestimmte den Wärmeeffekt der Röntgenstrahlen, indem er sie in einem Bleistreifen absorbieren ließ, dessen Erwärmung bolometrisch beobachtet wurde. Aus den Wienschen Versuchen geht hervor, daß die Energie E_r der Röntgenstrahlen der von ihm benutzten weichen Röntgenröhre im Mittel $3 \cdot 10^{-3}$ Kal. pro Sekunde beträgt. Da auch für die γ-Strahlung des Radiums (B und C) der Wärmeeffekt bei vollständiger Absorption (im Quecksilber) bestimmt worden ist (er beträgt nach Rutherford und Robinsohn und nach Meyer und Heß[2]) 6,5 Kal. pro Stunde und Gramm Radium), so kann man aus der Wienschen Zahl das Radiumäquivalent seiner Röhre berechnen. Es ergibt sich, daß die Röhre

$$\frac{3 \cdot 10^{-3} \cdot 3600}{6{,}5} = 1{,}66 \text{ g Radium}$$

äquivalent war. Rechnet man nur die durch das Glas hindurchtretende Strahlung (nach Wien 58 Proz. der Gesamtstrahlung), so bekommt man $I_x =$ ca. 0,96 g Ra met., was der Größenordnung nach mit dem früher zitierten Wert 0,4 g Radium, welchen wir für eine ähnliche weiche Röhre bei angenähert derselben Belastung erhalten haben, übereinstimmt. Es ist zu bemerken, daß es genügt, die Röhre nur höher zu belasten, z. B. 1 Milliamp. statt 0,6, wie in unserem Beispiel, um noch bedeutend näher an die Wiensche Zahl zu kommen. Bei dieser höheren Belastung wäre das elektroskopisch bestimmte Äquivalent der Röhre 0,73 g Radium. Um die elektroskopischen Resultate mit den besprochenen Wärmemessungen von Wien und später im Wienschen Institut ausgeführten Beobachtungen von Carter[3]) vergleichbar zu machen, haben wir versucht, den Wienschen bzw. den Carterschen Versuchsbedingungen möglichst nahe zu kommen. Eine Müller-Wasserkühlröhre, dann eine ganz ähnliche mit einem Wasserbehälter ausgestattete Helm-Röhre wurde an das Klimax-Induktorium, welches ungefähr die Funkenlänge des Wienschen Induktors besitzt und mit Gleichstrom- und Turbinenunterbrecher betrieben wird, angeschlossen. Die Röhre wurde soweit regeneriert, daß sie, wie es bei den Wienschen Versuchen der Fall war, bei einer mittleren primären Stromstärke (3 bis 4 Amp.), 32 Unterbrechungen pro Sekunde und mittleren sekundären Belastung eine äquivalente Funkenstrecke 2,3 cm (gemessen an zwei Kugeln, $R = 2$ cm) hatte. Das entspricht nach E. Voigt[4]),

1) W. Wien, Ann. d. Phys. **18**, 991, 1905.
2) Zit. bei Rutherford, „Rad. Substanzen" 1913, S. 523.
3) Carter, Ann. d. Phys. **21**, 955, 1906.
4) E. Voigt, Ann. d. Phys. **12**, 385, 1903.

dessen Tabellen Wien und Carter benutzten, einer Entladungsspannung von 59 Kilo-Volt. (Die Einstellung der Funkenstrecke und somit die Spannungsmessung ist allerdings nur approximativ ausführbar.) Für diese Röhre wurde zuerst ihr wahres elektroskopisches Radiumäquivalent bestimmt und zwar, wie oben erwähnt, durch Messung in unserem Metallelektroskop und unter Benutzung des Reduktionsfaktors $C = 26$. Da die Intensität der Röhre im Vergleich mit Radium recht groß ist, so wurde der Versuch so ausgeführt, daß man die Strahlung der Röhre nur durch ein kleines Fenster im Elektroskop (200 mm²) einfallen ließ und dann durch besondere Versuche die durch das Vorschalten dieses Fensters verursachte Reduktion des Ionenstroms bestimmte. Dann wurde nach Wien und Carter die Energie der Kathodenstrahlen E_k aus der Erwärmung einer bestimmten Menge Wassers im Wasserbehälter der Röhre bestimmt. Nach Versuchen von Fräulein Carter kann man aus der Energie E_k die Energie der Röntgenstrahlen berechnen, wenn die Entladungsspannung gegeben ist. Das Verhältnis $\frac{E_r}{E_k}$ (der Nutzeffekt bei Erzeugung der Röntgenstrahlen) ist bei gegebener Entladungsspannung eine von den übrigen Versuchsbedingungen nicht abhängige Zahl, und zwar ist bei 59 Kilo-Volt nach Frl. Carter $\frac{E_r}{E_k} = 1{,}07 \cdot 10^{-3}$. Dabei ist, wie bei den Wienschen Versuchen, auch hier die Gesamtstrahlung der Röhre gerechnet; nach Carter ist der Wärmeeffekt der durch das Glas heraustretenden Röntgenstrahlung der Röhre 58 Proz. der Gesamtstrahlung.

Es wurden mit der Helm- und mit der Müller-Röhre ca. sechs Versuche gemacht, in jeder Versuchsreihe die Energie der Kathodenstrahlen E_k durch Messung der Temperaturerhöhung einer bestimmten Menge Wassers ermittelt und daraus das thermische Radiumäquivalent der Röhre berechnet; die elektroskopische Messung wurde, wie schon erwähnt, so ausgeführt, daß der Ionenstrom, welchen die durch das Fenster am Elektroskop einfallenden Röntgenstrahlen verursachen, bestimmt wurde, daraus der Gesamtstrom, der sich ohne Fenster ergeben würde, berechnet, und dann unter Benutzung des Reduktionsfaktors C die Intensität der Strahlung (das elektroskopische Radiumäquivalent) ermittelt. Es wurde zuerst die Intensität der durch 2 mm Aluminium filtrierten Strahlung gemessen. Der Schluß auf die „Gesamtintensität" der durch das Glas heraustretenden Strahlung ist durch Extrapolation der Ergebnisse besonderer Absorptionsmessungen möglich. Das Elektroskop war bei diesen Versuchen mit einem starken Radiumpräparat, 26,8 mg *Ra* met., geeicht, das Präparat konnte in derselben Entfernung wie die Röhre, 160 cm vom Elektroskop, beobachtet werden.

Die Resultate der Vergleichsmessungen sind in folgender Tabelle II zusammengestellt:

Tabelle II.

Radiumäquivalente weicher Röntgenröhren elektroskopisch und aus dem Wärmeeffekt bestimmt.

1 Röhre	2 Entl.-Spannung in Kilo-Volt	3 Sekundäre Belastung in Milliamp.	4 Wärmeeffekt der Kathodenstrahlen E_k	5 $\mathcal{J}_x$ aus dem Wärmeeffekt E_k berechnet	6 $\mathcal{J}_x$ elektroskopisch bestimmt
1. Helm-R.	ca. 59 (F^*) = 2,3 cm)	0,9	5,4 kal./sek.	1,86 g *Ra* met.	1,5 g *Ra* met.
2. „ „	„ 61 („ = 2,5 „)	1	6,7 „	2,3 „ „	2,0 „ „
3. Müller-R.	„ 59 („ = 2,3 „)	1,3	4,3 „	1,48 „ „	1,1 „ „
4. „ „	„ 59 („ = 2,3 „)	1,0	3,9 „	1,34 „ „	0,95 „ „

*) Funkenlänge.

Die Kolumne 2 der Tabelle II gibt die Entladungsspannung in Kilo-Volt an. Die Zahlen sind (wie oben erwähnt) nur Näherungswerte. Auch die Angaben der Kolumne 3 (Belastung in Milliamp.) erheben keinen Anspruch auf Genauigkeit. Sie sind an einem einfachen technischen Deprez-Instrument für Hochspannung abgelesen. Die Kolumnen 5 und 6 der Tabelle geben das nach dem Wärmeeffekt E_k bestimmte bzw. das elektroskopische Radiumäquivalent der Röhre an. Bedenkt man, daß die Zahlen der Kolumne 5 aus ganz heterogenen und schwierigen Messungen abgeleitet sind (wie Wärmeeffekt der Röntgenstrahlen, Wärmeeffekt der Radiumstrahlen), so muß man feststellen, daß sie mit den Zahlen der Kolumne 6 (elektroskopisches Radiumäquivalent) gut übereinstimmen. Die Größenordnung ist jedenfalls dieselbe. Bemerkenswert ist allerdings, daß die elektroskopischen Äquivalente immer kleiner bleiben als die nach dem Wärmeeffekt bestimmten. Wäre ein systematischer Fehler in

der elektroskopischen Bestimmung vorhanden, so würde er eher nach der anderen Richtung zu erwarten sein. Wir wagen nicht zu behaupten, daß der Wärmeeffekt des Radiums zu klein oder der Nutzeffekt bei der Erzeugung der X-Strahlen zu groß bestimmt ist. Einen derartigen Schluß würden nur direkte Vergleichsmessungen zwischen der elektroskopischen und bolometrischen Methode gestatten. Wir schließen aus dem Vergleich der Zahlen der Kolumnen 5 und 6, daß die elektroskopische Methode Werte liefert, die mit dem nach dem Wärmeeffekt ermittelten gut übereinstimmen. Ein systematischer Fehler scheint nicht vorhanden zu sein.

Die unfiltrierte Strahlung der in Tabelle II erwähnten Röhren war sehr weich. Ihre Durchdringungsfähigkeit wurde elektroskopisch untersucht, und es erwies sich, daß 2 mm Aluminium ihre Intensität auf 1/2,3 reduzieren. Daraus folgt, daß ihr Massenabsorptionskoeffizient $[\mu/\varrho]_{Al} = 1{,}55$ war. Ist dieser Koeffizient gegeben, so kann die Frage nach der mittleren Wellenlänge der ausgesandten Strahlen, die Frage, welche sich Wien bei seinen energetischen Untersuchungen stellte, leicht beantwortet werden. Nach Siegbahn[1]) gilt die Beziehung $[\mu/\varrho]_{Al} = A \cdot \lambda^x$, wo λ die Wellenlänge der Röntgenstrahlen, x und A Konstanten sind ($x = 2{,}8$, $A = 13$). Daraus folgt λ mittel $= 0{,}47 \cdot 10^{-8}$ cm.

6. Radiumäquivalent der Therapieröhren. Für einige harte Röhren, wie sie in der Strahlungstherapie benutzt werden, bei der üblichen Filtration (3 mm Aluminium) haben wir nach der elektroskopischen Methode das Radiumäquivalent bestimmt. Es ergab sich, daß eine derartige Therapieröhre, schwach belastet (1 Milliamp.) mit 3 mm Al filtriert und mit einem größeren Induktor betrieben, eine Strahlung aussendet, deren Energie ca. 5 g Ra met. entspricht. (Eine andere, nicht ganz einwandfreie Röhre ergab bei denselben Bedingungen $I_x = 2{,}4$ g Ra.) Diese mittlere Energie kann vergrößert werden, wenn man die sekundäre Belastung steigert. Das hier erhaltene Resultat scheint mit der medizinischen Erfahrung im Einklang zu stehen.

Zusammenfassung.

1. Es ist in der vorliegenden Arbeit eine Methode beschrieben worden, welche gestattet, in einfacher Weise die Energie der Röntgenstrahlen zu messen.

2. Die Methode besteht darin, daß eine gegebene Röntgenstrahlung mit der γ-Strahlung des Radiums in einem dünnwandigen „Luftelektroskop" verglichen wird; aus dem Verhältnis der beobachteten Ströme, dem bekannten Absorptionskoeffizienten der γ-Strahlen in Luft und einem durch Messung der Absorption im Wasser oder in flüssiger Luft leicht bestimmbaren Koeffizienten der X-Strahlen läßt sich das „wahre" Radiumäquivalent der Röntgenstrahlung berechnen.

3. Die Messung im Luftelektroskop kann auch dazu benutzt werden, einen Reduktionsfaktor für ein einfaches Metallelektroskop zu bestimmen. Ist ein solcher mittlerer Reduktionsfaktor bestimmt, dann kann der Vergleich zwischen γ- und X-Strahlen im gewöhnlichen Metallelektroskop geschehen und die wahre Intensität aus dem Verhältnis der hier beobachteten Ionenströme in einfacher Weise ermittelt werden.

4. Die so bestimmten Radiumäquivalente der X-Strahlenenergie stimmen mit den aus dem Wärmeeffekt berechneten gut überein.

5. Es scheint nach unseren Versuchen von Vorteil zu sein, bei Röntgenmessungen eine Energieeinheit einzuführen, welche folgendermaßen zu definieren wäre: Die Einheit der Energie führt eine Röntgenstrahlung mit sich, die bei ihrer vollständigen Absorption in Luft dieselbe Anzahl Ionen erzeugt, welche die γ-Strahlen von 1 g Radium (B plus C) bei ihrer vollständigen Absorption in Luft (c. p.) erzeugen würden.

Frankfurt a. M., 1915.

(Eingegangen 8. Juni 1915.)

1) M. Siegbahn, diese Zeitschr. **15**, 753, 1914.

Über einen möglichen Zusammenhang zwischen den α-Strahlgeschwindigkeiten und der Quantenhypothese.

Von Heinrich Rausch von Traubenberg.

Wie ich kürzlich zeigte[1]), kann man die Geschwindigkeit der β-Partikeln der radioaktiven Substanzen mit Hilfe der beiden von Bohr gegebenen Gleichungen:

$$\frac{m v^2}{r} = \frac{eE}{r^2} \qquad \text{(I)}$$

$$m v r = \frac{h}{2\pi} \qquad \text{(II)}$$

berechnen, unter der Annahme, daß die Umlaufsgeschwindigkeit der β-Partikeln um einen Zentralkern, von der Ladung $E = \frac{A}{2} e$, gleich

1) Nachrichten der k. Gesellschaft der Wiss. zu Göttingen, Math.-phys. Klasse 1915.

ist der Geschwindigkeit v, mit welcher diese Teilchen beim radioaktiven Zerfall aus dem Atom ausgestoßen werden. Wenn man für h den Wert $6{,}55 \cdot 10^{-27}$, für e den Wert $4{,}76 \cdot 10^{-10}$ und für A das Atomgewicht der radioaktiven Substanz in den Ausdruck für $v = \frac{2\pi}{h} \cdot eE$ einsetzt, so erhält man eine befriedigende Übereinstimmung zwischen dem so berechneten Wert und dem Mittelwerte der betrachteten β-Strahlgeschwindigkeiten.

In derselben Arbeit wurde der Versuch gemacht, auch die Geschwindigkeit der α-Strahlen nach (I) und (II) zu ermitteln, wobei die α-Partikeln, mit 3 angehefteten Elektronen versehen, um den Zentralkern in konzentrischen Kreisen mit der Geschwindigkeit v (gleich der Ausstoßgeschwindigkeit) rotieren sollten. Die Geschwindigkeit ergab sich dabei um ca eine Zehnerpotenz zu groß; der Mittelwert der Differenzen der Impulsmomente beim Übergang von einem größeren Kreis auf einen kleineren — die Radien wurden mit Hilfe der beobachteten Geschwindigkeiten ermittelt — ergab jedoch annähernd den Wert $\frac{h}{2\pi}$.

Im folgenden wird nun versucht, auf einem etwas anderen Wege die Geschwindigkeit der α-Strahlen zu berechnen. Ohne nähere anschauliche Begründung möge der Kern des radioaktiven Atoms als eine um die Mittelachse rotierende mit Flächen (bzw. Volum-)ladung versehene Kugel vorgestellt werden. Die am Äquator dieser Kugel existierende Umfangsgeschwindigkeit v möge gleich sein der Geschwindigkeit, mit der die α-Teilchen beim Zerfall abgeschossen werden. Bezeichnen wir mit m_0 die elektromagnetische Masse der Kugel, mit a ihren Radius, mit Θ ihr elektromagnetisches Trägheitsmoment, mit ν und ω ihre Frequenz und Winkelgeschwindigkeit, mit $E\left(=\frac{A}{2}e\right)$ ihre Ladung, so erhalten wir:

$$\Theta \omega^2 = h\nu \qquad \text{(III)}$$

$$\Theta = \frac{1}{3} m_0 a^2 \qquad \text{(IV)}^1)$$

$$m_0 = \frac{2}{3}\frac{E^2}{c^2 a} \qquad \text{(V)}$$

hieraus

$$v = \frac{9}{4}\frac{hc^2}{\pi E^2} \qquad \text{(VI)}$$

(bei Volumladung, wo $m_0 = \frac{4}{5}\frac{E^2}{c^2 a}$ und $\Theta = \frac{1}{7} m_0 a^2$ wird, erhalten wir $v = \frac{35}{8}\frac{hc^2}{\pi E^2}$. (VII))

nach (VI) bekommen wir für die α-Teilchen des Radiums C, vom Atomgewicht 214, für:

$$v = \frac{9 \cdot 6{,}55 \cdot 10^{-27} \cdot 9 \cdot 10^{20}}{4 \cdot 3{,}14 \cdot 2{,}60 \cdot 10^{-15}} = \mathbf{1{,}63 \cdot 10^9}\ \text{cm/sec}$$

während die direkte Messung $v = \mathbf{2{,}06 \cdot 10^9}$ cm/sec ergab[1]).

Für Uran I vom Atomgewicht 238 würden wir nach (VI) den Wert $1{,}31 \cdot 10^9$ erhalten, der aus der Reichweite bestimmte Wert beträgt $1{,}45 \cdot 10^9$ [2]).

Unsere Formel (VI)[3]) liefert somit der Größenordnung nach richtige Werte und zeigt auch das beobachtete Anwachsen von der α-Strahlgeschwindigkeit mit weiter fortschreiten dem Zerfall, entsprechend dem Abnehmen des Atomgewichtes und der dadurch verminderten Kernladung E. Für die von dieser Regel bestehenden Ausnahmen, wie z. B. RaF und ThC_1, fehlen noch geeignete Erklärungsgründe.

1) Abraham, diese Zeitschr. **4**, 57, 1902—1903.

1) Rutherford, Handbuch der Radiologie, Bd. II, S. 91.

2) l. c., S. 125.

3) Nach (VII) würde sich bei RaC: $v = 3{,}14 \cdot 10^9$ ergeben.

(Eingegangen 17. Juli 1915.)

Bemerkung zu der Entgegnung des Herrn Burstyn[1]).

Von Gotthelf Leimbach.

Der Inhalt der Patentschrift des Herrn Burstyn ist uns bei unseren Untersuchungen nicht bekannt gewesen. Das Datum der genannten Patentschrift veranlaßt uns, Herrn Burstyn gern die Priorität des Grundgedankens unserer Methode und seiner Erklärung zuzugestehen.

Jedoch dürfen wir wohl an dieser Stelle darauf aufmerksam machen, daß der von uns verfolgte Zweck insofern ein ganz verschiedener war, als es Herrn Burstyn in erster Linie um die Erzeugung schwachgedämpfter Schwingungen in einem geschlossenen Kreise und, wie aus dem zitierten Patentanspruch auch hervorgeht, erst in letzter Linie um die Erregung einer Antenne, uns aber um die Erzeugung schwachgedämpfter Wellen auf einer direkt erregten Antenne zu tun war. Die Möglichkeit, daß der eine der beiden Schwingungskreise durch die Antenne ersetzt werden kann, ist von Herrn Burstyn nicht erkannt oder wenigstens in der Patentschrift nicht zum Ausdruck gebracht worden. Auch insofern enthält die Patentschrift

1) Vgl. diese Zeitschr. **16**, 238, 1915.

noch eine Einschränkung, als „die üblichen Löschfunkenstrecken nur bei großen Wellenlängen eine für den vorliegenden Zweck hinreichende Löschwirkung geben" sollen. Im wesentlichen hat Herr Burstyn aus diesem Grunde mit Quecksilberlampen als Löschfunkenstrecken und geschlossenen Kreisen gearbeitet. Demgegenüber hat sich unsere Arbeit mit dem Studium der Bedingungen für das Zustandekommen schwachgedämpfter Schwingungen in einem offenen Kreise unter Anwendung gewöhnlicher Löschfunkenstrecken befaßt und bewiesen, daß die obige Einschränkung nicht gerechtfertigt und sogar der Ersatz eines Kreises durch die als Kapazität ausgebildete Funkenstrecke selbst möglich ist. Da endlich die normalen, nach unseren Untersuchungen stets anwendbaren Löschfunkenstrecken wesentlich höhere Betriebsspannungen wie die Quecksilberlampe zulassen, so stellen unsere Anordnungen in mehrfacher Beziehung einen wesentlichen technischen Fortschritt gegenüber der Burstynschen dar[1]).

1) Daß unsere Untersuchungen zu einem wesentlichen technischen Fortschritt geführt haben, hat das Patentamt anerkannt, indem es inzwischen die Erteilung eines Patentes für unsere Anordnungen beschlossen hat.

Göttingen, den 8. Juli 1915.

(Eingegangen 13. Juli 1915.)

BESPRECHUNGEN.

F. Auerbach, Die Physik im Kriege. Eine allgemein verständliche Darstellung der Grundlagen moderner Kriegstechnik. 8. VI u. 188 S. mit 99 Abbildungen im Text. Jena, Gustav Fischer. 1915. Geh. M. 3.—, geb. M. 3.60.

Das Buch ist aus einer volkstümlichen Vorlesung an der Jenaer Universität während des letzten Wintersemesters hervorgegangen und ist nach des Verfassers eigenen Worten für jeden bestimmt und für jeden lesbar, der für den Krieg Interesse hat — also für jeden Denkenden überhaupt. Aus dieser Bestimmung ergibt sich mit Notwendigkeit die Art der Darstellung und die Grenzen, innerhalb deren sich die Darstellung jedes einzelnen Gegenstandes bewegt. Der Physiker wird von seinem Standpunkt aus diese Grenzen gar zu eng finden, und er wird kaum sehr viel Neues in dem Buche finden, immerhin aber doch eine auch für ihn interessante Aufzählung dessen, was die Kriegführung der Physik zu verdanken hat. Mörser und Granaten, Lenkballon und Flugzeug, Periskop und Scherenfernrohr, Telegraphie mit und ohne Draht, Torpedo- und Unterseeboot und vieles andere zieht, wenn auch in einer für den Physiker gar zu aphoristischen Darstellung, doch in der Auerbach stets charakterisierenden Anschaulichkeit an dem Leser vorüber. Freilich hat man überall das Bedürfnis, mehr zu erfahren als gesagt wird, gerade das Allerinteressanteste muß gewöhnlich aus naheliegenden Gründen verschwiegen werden. Manche, auch dem Physiker zwar vom Hörensagen bekannte, aber doch nicht genügend geläufige Begriffe hätten wohl trotzdem eine weitere Ausführung vertragen, ohne daß die zulässigen Grenzen dabei hätten verletzt zu werden brauchen. Das gilt z. B. von dem Zeitzünder, der als eine Vorrichtung bezeichnet wird, die „mittels eines Uhrwerks oder so ähnlich die Zündung . . . . auf eine bestimmte Zeit nach der Abfeuerung einzustellen erlaubt". Der Mechanismus, durch den diese Einstellung erfolgt, ist so oft beschrieben worden, daß eine unzulässige Indiskretion nicht begangen worden wäre und manchem der Wunsch nach Belehrung hier hätte erfüllt werden können. Auch der Zweck der Ansegelungstonne (mit sechs Tripelspiegeln), die sogar durch eine Figur dargestellt worden ist, hätte wohl eine nähere Ausführung vertragen und ebenso die Entfernungsmesser für einäugige Beobachtung, das Koinzidenztelemeter und das Invertelemeter. Bei dem großen Interesse, daß das Buch für sich beanspruchen kann und finden wird, ist eine neue Auflage sicherlich in nicht langer Zeit zu erwarten. Zweifellos würde der Verfasser den Interessentenkreis noch erheblich vergrößern, wenn er die hier angedeuteten Wünsche berücksichtigen würde.

A. Berliner.

J. Stark, Prinzipien der Atomdynamik. III. Teil: Die Elektrizität im chemischen Atom. 8. XVI u. 280 S. mit 94 Figuren. Leipzig, S. Hirzel. 1915. Geheftet M. 8.—, gebunden M. 9.—.[1])

In dem den „Grundlagen der chemischen Atomistik" gewidmeten ersten Kapitel beleuchtet Stark das Problem der Atomstruktur und geht ausführlich auf seine Hypothese der Valenzelektronen ein, welche nach ihm die Bindung der Atome im chemischen Molekül bewirken. Dabei wird auch ein Referat der Polaritätshypothese von Berzelius (dem dieser Band zugeeignet ist) gegeben, mit dessen Vorstellungen die Hypothese von Stark wesentliche Berührungspunkte hat. Dieser erste Abschnitt kann als eine Ergänzung und ein Nachtrag zu allen Arbeiten Starks, in denen von Valenzelektronen die Rede ist, betrachtet werden. Sodann wendet er sich dem „Gleichgewichte der innermolekularen Bindung" zu, geht hier näher auf die Eigenschaften der elektrischen Valenzfelder — sowohl in geometrischer wie energetischer Hinsicht — ein und entwickelt recht beachtenswerte Veranschaulichungen chemischer Strukturformeln. Es liegt dem Autor offenbar viel daran — und das mit Recht — die Aufmerksamkeit der Chemiker zu gewinnen. Seite 104—119 sind der Benzolbindung gewidmet, dann folgen weitere für den Chemiker sehr interessante Auseinandersetzungen über die Rolle der Valenzfelder bei dem Wechsel der Wertigkeit und über „gruppierende Bindung". — Nach diesen statischen Betrachtungen wird im dritten Kapitel die „Reaktion der innermolekularen Bindung" behandelt. Das sind zum Teil recht verwickelte Verhältnisse, denen ein weiterer Ausbau von seiten der Strukturchemiker zu wünschen ist. In

1) Besprechung von Band I: diese Zeitschr. **12**, 80, 1911; Band II: diese Zeitschr. **13**, 631, 1912.

dem Abschnitte über „Zwischenmolekulare Bindung" dürfte § 24 den Physiker interessieren. Es wird hier die Rolle der Valenzfelder in den verschiedenen Aggregatzuständen diskutiert. An dieser Stelle ist vielleicht — vgl. Seite 172 — eine Anschlußmöglichkeit an die statistische Theorie der Materie gegeben, wie denn überhaupt das, was in diesem Buche ganz allgemein über die Beschaffenheit der Atomoberflächen festgestellt wird, nachdrücklichst der Beachtung der Materietheoretiker empfohlen werden muß. § 25 über „zwischenmolekulare Bindung und Leitung der Elektrizität in Metallen" verdient wohl auch Aufmerksamkeit in Hinblick auf die Gitterschwingungstheorie von Born und v. Kármán. Das Schlußkapitel handelt von der „Optik der Valenzfelder chemischer Atome": dem Gebiete, auf dem sich ja, wie genügend bekannt, die Starkschen Anschauungen seit einigen Jahren glänzend bewährt und auf dem sie bereits zu einer Fülle von experimentellem Material geführt haben. Das hier Gebotene hängt zum Teil alles recht eng zusammen mit Fragen der modernen Atomschwingungstheorie, so daß dem auf diesem Gebiete tätigen Physiker die Lektüre besonders empfohlen sei.

Zusammenfassend muß gesagt werden: Stark hat mit dieser „Atomdynamik" ein höchst eigenartiges — fundamentales — Werk geschaffen, das von Ideen und Anregungen strotzt. H. Hörig.

H. Bleicher, Statistik. I. Allgemeines. Physikalische und Bevölkerungs-Statistik (Sammlung Göschen 746). 148 S. Berlin, G. J. Göschensche Verlagshandlung. 1915. Gebunden M. —.90.

Die kleine Schrift des angesehenen Verfassers versucht einen Überblick über die gegenwärtigen Methoden, die Organisation und die Technik auf dem Gebiete der physikalischen und Bevölkerungsstatistik zu geben. Da auf den Gebrauch der mathematischen Zeichensprache verzichtet ist, so sind damit diejenigen Gebiete, die für den Physiker von besonderm Interesse sein könnten, ziemlich ausgeschaltet worden. Dagegen ist die Aufgabe, einen ganz allgemeinen Überblick über die große Mannigfaltigkeit der statistischen Arbeit auf sozialem Gebiete zu geben, in recht befriedigender Weise gelöst. F. Bernstein.

Universidad Nacional de La Plata, Facultad de ciencias físicas, matemáticas y astronómicas. Memoria correspondiente a 1913. gr. 8°. 172 S. La Plata, Facultad de ciencias físicas, matemáticas y astronómicas. 1915. 1 Peso.

Aus diesem Jahresbericht der Abteilung für physikalische, mathematische und astronomische Wissenschaften an der Universität La Plata dürfte die Leser dieser Zeitschrift vor allen Dingen interessieren, zu erfahren, daß die Physik an genannter Anstalt eifrig gepflegt wird, und daß hieran in hervorragendem Maße deutsche Gelehrte beteiligt sind, zu denen wir auch Frau Prof. Bose rechnen dürfen. Iklé.

Heinrich Danneel, Elektrochemie II. Experimentelle Elektrochemie (Meßmethoden, Leitfähigkeit, Lösungen). Sammlung Göschen, Band 253. kl. 8°. 126 Seiten mit 26 Abbildungen im Text und mehreren Tabellen. Zweite Auflage. Berlin und Leipzig, G. J. Göschensche Verlagshandlung, G. m. b. H. 1914. Geb. M. 0.90

Das günstige Urteil, daß Herr Riesenfeld in dieser Zeitschrift **14**, 1311, 1913 über die zweite Auflage des ersten Bändchens der Danneelschen „Elektrochemie" abgegeben hat, gilt auch für das vorliegende zweite Bändchen des Werkes. Der Inhalt des Büchleins ist zur Genüge durch den Untertitel gekennzeichnet.

Werner Mecklenburg.

H. Brunswig, Die Explosivstoffe. Einführung in die Chemie der explosiven Vorgänge. Sammlung Göschen, Band 333. 158 Seiten, kl. 8°, mit 9 Abbildungen und 12 Tabellen. Zweite verbesserte und vermehrte Auflage. Berlin und Leipzig, G. J. Göschensche Verlagshandlung, G. m. b. H. 1914. Geb. M. 0.90

Dem Physiker, der sich rasch über die wichtigsten Tatsachen und Theorien der Explosionsvorgänge unterrichten will, ist das sachgemäße und im allgemeinen klar geschriebene Büchlein von Brunswig zu empfehlen.

Werner Mecklenburg.

Otto Prehlinger, Die Photographie, ihre wissenschaftlichen Grundlagen und ihre Anwendung. Aus Natur und Geisteswelt, Band 414. IV u. 113 Seiten, kl. 8°, mit 65 Abbildungen im Text. Leipzig und Berlin, Verlag von B. G. Teubner. 1914. Geh. M. 1.—, geb. M. 1.25

Ein gutes Büchlein, das sich an die große Gemeinde der Liebhaber der photographischen Kunst wendet, für die Leser dieser Zeitschrift aber zu elementar ist.

Werner Mecklenburg.

M. Le Blanc, Lehrbuch der Elektrochemie. Sechste, vermehrte Auflage. gr. 8°. VIII und 352 Seiten mit 31 Abbildungen im Text. Leipzig, Oskar Leiner. 1914. Preis geheftet 8 M., gebunden 9 M.

Das günstige Urteil, daß Herr Coehn in dieser Zeitschr. **5**, 440, 1904 über die dritte Auflage des Le Blancschen Lehrbuchs der Elektrochemie ausgesprochen hat, gilt auch für die vorliegende sechste Auflage. Sorgfältig bis in die neueste Zeit ergänzt und mit den wichtigeren Literaturnachweisen versehen, wird das Buch, das sich in der Lehr- und Lernpraxis der Chemie durch viele Jahre in allen seinen Auflagen ausgezeichnet bewährt hat, auch dem Physiker, der sich eine Übersicht über den gegenwärtigen Stand der wissenschaftlichen Elektrochemie verschaffen will, gute Dienste leisten. Werner Mecklenburg.

A. Schlein, Anleitung zur Ausführung und Verwertung meteorologischer Beobachtungen. Sechste, vollständig umgearbeitete und vermehrte Auflage von Jelineks „Anleitung zur Anstellung meteorologischer Beobachtungen und Sammlung von Hilfstafeln, 1. Teil. Herausgegeben von der Direktion der k. k. Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien. Mit 48 Figuren im Texte und 17 Figuren auf 7 Tafeln. 8. X u. 180 S. Wien und Leipzig, Franz Deuticke. 1915. M. 6.—.

In Österreich gibt es etwa 400 größere meteorologische Beobachtungsstationen, welche der „k. k. Zentralanstalt" unterstellt sind — für deren Beobachter ist dies Buch geschrieben worden. Es gibt einen Überblick über die österreichische meteorologische Organisation und bringt in leicht faßlicher Darstellung eine ausführliche Erläuterung und Behandlungsvorschrift der in Frage kommenden Apparate. Ferner werden eingehende Anweisungen für die Abfassung der Berichte, Wetterbücher, Wettertelegraphie u. a. gegeben, so daß der Leser — gut unterrichtet durch Beispiele, Musterbeobachtungsbogen usw. — sicher imstande sein dürfte sich ohne fremde Hilfe in seinen Stoff einzuarbeiten. Das Buch macht den Eindruck einer sehr gründlichen, auf langjährige persönliche Erfahrung in diesem Verwaltungsbetriebe gestützten Arbeit und wird deshalb auch für reichsdeutsche Beobachter von Nutzen sein. Das Vorwort stammt von Wilhelm Trabert.

H. Hörig.

Wi. Ostwald, Moderne Naturphilosophie. I. Die Ordnungswissenschaften. gr. 8. LVII u. 410 S. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft. 1914. Geheftet M. 12.—, gebunden M. 13.20.

Ostwald hat mit diesem ersten Bande begonnen seine 1904 ausgegebenen Vorlesungen über Naturphilosophie gänzlich neu zu schreiben — wie er selbst sagt „entsprechend der Entwicklung, welche die Angelegenheit selbst und ich persönlich inzwischen durchgemacht hat".

Den „Ordnungswissenschaften", welche die Logik und die Mathematik bis zur Lehre von Zeit und Raum umfassen, sollen noch zwei weitere Teile folgen über die energetischen und biologischen Wissenschaften. Daß dieses Werk auch für den der Sache fernerstehenden Physiker von Interesse ist, bedarf wohl kaum eines Hinweises, denn ganz abgesehen davon, ob man mit allen Darlegungen einverstanden ist oder nicht, wird der Physiker jedenfalls manche prinzipielle methodische Anregung finden. Erwähnt sei übrigens, daß dieser Band nichts mit Energetik zu tun hat. Es handelt sich durchweg um ganz allgemeine Erörterungen, die sich ohne die Energie ergeben. — Den Kern des Werkes darf man vielleicht in Ostwalds Bestreben erblicken heranzuführen „an das fundamentale Problem der gesamten Wissenschaftslehre, an die systematische Tabelle der elementaren Begriffe". Das hier Gebotene will als eine Vorarbeit zu einer allgemeinen „Begriffschemie" mit wohldefinierten Elementen verstanden und gewürdigt sein. —

H. Hörig.

Berichtigung

zur Übersicht über die Kriegsbeteiligung der Deutschen Physiker.

O. Martienssen, Dr., Privatdozent an der Universität Kiel und Fabrikdirektor, Hauptmann d. L. und Abteilungsführer der Festungsfunkerabteilung Straßburg i. E., Inhaber des Eisernen Kreuzes II. Klasse.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Leipzig Dr. Robert Wenger für Geophysik, an der Universität Frankfurt a. M. Dr. Paul Humann für Elektrotechnik und Dr. Edmund Spever für Chemie.

Ernannt: Der Dozent der Chemie an der Universität Lund Dr. Bror Alexander Ludwig Holmberg zum Professor der anorganischen und analytischen Chemie an der Technischen Hochschule Stockholm, der Privatdozent an der Universität Zürich Dr. A. de Quervain zum ord. Honorarprofessor für Meteorologie und Geophysik an derselben Hochschule, der ord. Professor für Physik an der Universität von Leeds W. H. Bragg in gleicher Eigenschaft an der Universität von London (als Nachfolger von Professor F. T. Trouton), der Privatdozent für angewandte Chemie und Pharmazie an der Universität Leipzig Dr. Adolf Sieverts zum a. o. Professor ebenda.

Verliehen: Dem Privatdozent der Mathematik an der Universität Heidelberg Dr. Karl Bopp der Titel Professor.

Rücktritt vom Lehramt: Der ord. Professor der Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Darmstadt Geheimer Rat Dr. Erasmus Kittler (zum 1. November 1915), der Privatdozent für Chemie an der Universität Freiburg i. B. Dr. Wolfgang Lenhard.

Gestorben: Der wissenschaftliche Mitarbeiter an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt Dr. Hugo Schultze in Berlin, der k. ungarische Oberchemiker und Vorstand der oenologischen Abteilung der chemischen Zentral-Versuchsstation in Budapest Ludwig Krámszky, der frühere Professor für Chemie, insbesondere Farbenchemie, an der Royal Academy of Arts Sir Arthur Herbert Church in Kew Gardens, der frühere ord. Professor der Mathematik an der Universität Marburg Dr. C. A. v. Drach, der frühere ord. Professor der Mathematik an der Universität von Minnesota Dr. A. E. Haynes, der frühere Professor der Chemie und Pharmakologie an den Universitäten Tokio und Groningen Johan Frederik Eykman.

Angebote.

Jüngerer Physiker oder Elektroingenieur

mit abgeschlossener Hochschulbildung, welcher Interesse an der Entwicklung von Apparaten und Untersuchungsmethoden hat, wird von größerer Fabrik in der Nähe Berlins zu technisch wissenschaftlicher Arbeit auf dem Gebiete des Apparatebaus und der Hochspannung **gesucht.**

Meldungen mit Lebenslauf, Zeugnisabschriften und Gehaltsansprüchen unter **S. H. 449** an die Expedition dieses Blattes.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Have
others
vols